

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

<i>Sz. I. Vavilov:</i>	Lenin és a modern fizika filozófiai problémái
<i>Vermes Miklós:</i>	A körmozgás szerepe a gimnáziumi tanításban
<i>Román Pál:</i>	Ujabb szovjet vizsgálatok az atommagok felépítéséről
<i>Tarján Imre:</i>	Középiskolai kísérletek az indukcióra és a váltóáram tulajdonságaira. (Folytatás)
	A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL
	A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL
	KÖNYVSZEMLE
	EGYESÜLETI ÉLET
	LEVELEZÉS

Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Ádám András, Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Koesis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Ádám András

Szerkesztőség: Budapest V, Reáltanoda-u. 13-15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Köznevelési Kiadóvállalat, Budapest V, Szalay-u. 10-14
Távbeszélő: 122-044

Felelős kiadó: a Köznevelési Kiadóvállalat igazgatója

Magyar Nemzeti Bank egyszámlaszám: 71,878.252-49

Előfizetés, reklamáció és árusítás: V, Szalay-u. 10-14

Távbeszélő: 123-145

Előfizetés egy évre 20.-, félévre 10.- Ft; egyes szám ára 6.- Ft

Megjelenik évente négyszer

СОДЕРЖАНИЕ

С. И. ВАВИЛОВ: Ленин и философические проблемы современной физики

П. РОМАН: Новые советские исследования по построению атомных ядер

М. ВЕРМЕШ: Роль центрального движения в преподавании физики в средней школе

ИЗ ЛАБОРАТОРИИ УЧИТЕЛЯ СРЕДНЕЙ ШКОЛЫ

И. Тарян: Опыты по индукции (самоиндукции) и по свойствам переменного тока. (Продолжение.)

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

БИБЛИОГРАФИЯ

ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ПЕРЕПИСКА

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

II. évfolyam

1. szám

1952. április

Sz. I. VAVILOV:

Lenin és a modern fizika filozófiai problémái

1.

1909-ben jelent meg Moszkvában Lenin „Materializmus és empiriokriticizmus” című könyve.

Ez az időszak az 1905-ös forradalom bukása utáni sötét reakció korszaka volt. Az orosz értelmiség jelentékeny részében nyomott hangulat uralkodott. Kialakultak a legkülönbözőbb dekadens irányzatok és rányomták bélyegüket a forradalmi tevékenységre, filozófiára, irodalomra és művészetre. Ezekben az években jobban elterjedt az idealizmus, miszticizmus és istenkeresés homálya, mint valaha is az orosz értelmiség történetében. Ekkor bontakozott ki a „Vjehi”^{*} szerzőinek reakciós mozgalma is. E fertőzött légkörben Lenin könyvére csak kevesen figyeltek fel, legtöbben nem értették meg a munka alap gondolatát és harcos, vitázó jellegét. A lenini eszmék még nagyon távol esők és túl mélyrehatóak voltak számukra. Lenin könyvének igazi jelentőségét csak az Októberi Forradalom után kezdték megérteni, amikor a „Materializmus és empiriokriticizmus” eszméit a Szovjetunió munkásosztályának világ-történelmi jelentőségű győzelme, a szocializmus anyagi és szellemi kultúrájának hatalmas fejlődése a gyakorlatban igazolta.

Lenin könyvének különös sajátossága, hogy minél jobban eltávolodunk a történelem folyamán megjelenésének időpontjától, annál nagyobb jelentőségű lesz és annál teljesebben bontakozik ki előttünk tartalma. Bazarov, Bogdanov, Juskevics, Valentyinov, Csernov levitézlett alakjai — akikkel Lenin egykor vitázott — lassanként a feledés homályába merültek. Ernst Mach és Avenarius filozófiai munkáit rég belepte a

könyvtárak pora s ma már senki sem olvassa őket. De ennek az élettelen, félredobott irodalmi lomtárnak sötétjéből egyre világosabban és ragyogóbban emelkedik ki Leninnek ma is teljes egészében élő tanítása. Lenin „Materializmus és empiriokriticizmus” című könyvéből éppúgy, mint Lenin és Sztálin más műveiből, ma már az egész Szovjetunió és egyre inkább az egész világ haladó értelmisége tanulja a dialektikus és történelmi materializmust.

Lenin könyvének különösen a természettudomány szempontjából van — és kétségtelenül lesz is — nagy jelentősége. Sztálin elvtárs „A SzK(b)P története”-ben így emlékezik meg Lenin könyvéről: „...materialista elméleti összesítése mindannak, ami fontos és lényegbevágó eredmény volt abban, amit a tudomány, és elsősorban a természettudomány, egy egész történelmi időszak folyamán — Engels halálától Lenin „Materializmus és empiriokriticizmus” c. könyvének megjelenéséig — elért”.^{*}

Lenin különös figyelmet szentelt könyvében a fizika kérdéseinek. Ernst Mach, az empiriokriticizmus fő képviselője, eredeti foglalkozása szerint kísérleti fizikus volt és állandóan összefüggésbe hozta, illetve megkísérelte összefüggésbe hozni filozófiáját a fizika és a fizika történetének konkrét kérdéseivel. A machizmusra mért megsemmisítő lenini kritika ezért a könyv első fejezetétől fogva sok helyen érinti a fizikát és a fizika számára fontos problémákat. Mach hivatalos foglalkozása azonban csak másodrangú jelentőségű volt Lenin szemében, mikor figyelme a fizika felé fordult. Annak, hogy Lenin a fizika felé fordult, egyéb, sokkal fontosabb okai voltak. A könyv ötödik, „A legújabb forradalom a természettudomány terén és a filozófiai idealizmus” című fejezetét teljes egészében az új fizikával kapcsolatos ismeretelméleti problémáknak szentelte. Lenin vilá-

^{*} 1909-ben a legtekintélyesebb kadetpárti írók egy csoportja „Vjehi” (Határkövek) címmel gyűjteményes kötetet adott ki, amelyben a kadetok a burzsoázia nevében hálájukat fejezték ki a cárizmusnak a forradalom leveréséért.

^{*} A SzK(b)P története. 126 — 127. old.

gosan megjelöli azokat a kereteket, amelyek közt a fizikával foglalkozik.

„Magától értetődik, — írja Lenin — hogy amikor a legújabb fizikusok egyik iskolájának kapcsolatát a filozófiai idealizmus újjászülésével elemezzük, egyáltalán nem gondolunk arra, hogy a fizika speciális tanait érintsük. Bennünket kizárólag bizonyos meghatározott tételekből és közismert felfedezésekből levont ismeretelméleti következtetések érdekelnek. Ezek az ismeretelméleti következtetések olyanmódra maguktól kínálkoznak, hogy már sok fizikus foglalkozik velük. Sőt mi több, a fizikusok között vannak már különböző irányok és határozott iskolák alakulnak ki ezen a talajon. A mi feladatunk tehát csak az, hogy szabatosan előadjuk, hogy mi ezen irányok elterésének lényege, és milyen vonatkozásban vannak a filozófia fővonalaival.”*

Lenin tehát rámutat az új fizika és filozófia szoros kapcsolatára, és éppen ez a főoka annak, hogy könyvében a fizika kérdéseit vizsgálja. Az ötödik fejezet címében bizonyos fokig azonosítja a természettudományt a fizikával.

A fizika több mint két évezreden át fejlődött. Eltekintve attól, hogy a fizika tárgyát különböző korokban és különböző országokban különbözőképpen fogták fel, már a régi görögöknél ténylegesen ebben a tudományban összpontosult a külső világ legegyszerűbb és legáltalánosabb tulajdonságairól és jelenségeiről szóló tanítás. Nem kétséges, hogy a fizika szükségképpen a gyakorlatból és a gyakorlati szükségletek kielégítése céljából fejlődött ki, mint hosszú időn át ismétlődő mindennapos megfigyelések, továbbá számos emberi nemzedék tapasztalatainak eredménye. A fizika olyan meghatározó fogalmai, mint tér, hosszúság, idő, sebesség, erő, test — a mindennapi életből mentek át a fizikába és ezzel erős befolyást gyakoroltak az egész tudomány felépítésére.

A fizika tárgyának, kísérleti tényeinek és törvényeinek nagyrészt általános jellege már régóta közel hozta a fizikát a filozófiához, különösen az ismeretelmélethez. Az ókorban szinte kivétel nélkül minden fizikus egyszemélyben filozófus és minden filozófus fizikus is volt. A két tudomány egymásra gyakorolt hatása kölcsönös és igen erős lett. A fizika és filozófia kapcsolata évezredekig tartott s még ma sem szakadt meg. Filozófia és fizika elválaszthatatlanul összefonódnak Galilei, Gassendi, Descartes, Kepler, Newton, Lomonoszov, Mengyelejev, Umov, Planck, Einstein és általában minden széleslátókörű fizikus tudományos munkásságában. A fizika egy másik sajátossága kétségkívül szintén vonzotta Lenint: az, hogy közvetlen és szükségszerű kapcsolatban van

a technikával. A fizikának, általános jellege és igen széles tárgyköre révén, mindig nagy, gyakran döntő jelentősége volt az ember gyakorlati tevékenysége szempontjából, pontosabban éppen ez a fizika fejlődésének legfőbb ösztönzője. A fizika törvényei, fogalmai és következtetései rendszerezett, racionális, a természettel adekvát anyagot adnak a mérnök és feltaláló kezébe. Ez az anyag rendkívül megkönnyíti a gyors gondolatkísérleteket és a feltalálói kombinálásokat. Ebből a szemszögből a fizika történetében kétfajta felfedezést különböztethetünk meg. A technikai fejlődés egyrészt „váratlan”, úgynevezett „véletlen” felfedezések eredménye. Ilyen volt a tűz felfedezése a történelemelőtti időkben, véletlenül fedezték fel a fényképezési folyamat legfontosabb részét, véletlen volt a szemüveg feltalálása a XIII. században és sok más találmány. Másrészt, a fizika fejlődése során elért felfedezések a tudomány és mindenekelőtt a fizika következtetéseiinek sorozatos alkalmazása révén valósultak meg. Így találták fel a gőzgépet, az elektromos gépeket, a rádiót, az atombombát stb. Világos, hogy e találmányok esetében a véletlen felfedezés valószínűsége igen kicsiny és e felfedezésekben döntő szerepe volt a fizikának, amely lehetővé tette, hogy racionálisan rendszerezzük a minőségileg különböző jelenségeket és törvényeket a kitűzött cél érdekében. Ha végigpillantunk a modern technikán, kiderül, hogy nagy része a fizika alkalmazásának köszönheti létezését. Megemlíthetjük itt az egész gépesített szárazföldi, tengeri és légi közlekedést, elektrotechnikát, hőtechnikát, az optika technikai alkalmazásait, az egész automatizálást és telemechanikát, az építéstechnika jelentékeny részét. A modern technikát, legalábbis részben, jogosan nevezhetjük ezért „technikai fizikának”, a szónak a mindennapinál kissé tágabb értelmében.

Az a tény, hogy a fizikának mind a filozófia, mind a fizika számára igen nagy jelentősége van, meggyorsította fejlődését és ennek köszönhető egyszersmind a fizika iránti rendkívüli érdeklődés is. A fizika a matematikával együtt már régóta az alapfokú oktatásban is mint kötelező tárgy szerepel. A fizika kétségkívül igen mélyrehatóan és termékenyítően hatott más természettudományok — a csillagászat, kémia, biológia, geológia stb. — kialakulására és fejlődésére; a tudományok rendszerében elfoglalt kivételes helyzetét azonban főleg filozófiai és technikai jelentősége határozza meg.

Ez volt a legfőbb oka annak, hogy Lenin rendkívüli figyelemmel kísérte a fizika kérdéseit. Lenin világosan látta az új fizika következtetéseiinek ismeretelméleti szerepét, a filozófiára és ezen keresztül a politikára gyakorolt hatását. Az új fizika elkerülhetetlenül politikai tényezővé vált, pártos tudomány lett. Leninnek

* Lenin: Materializmus és empiriokriticismus. 255. old.

a fizikára vonatkozó gondolatai és megjegyzései, amelyek a „Materializmus és empiriokriticizmus”-ban és a „Filozófiai füzetek”-ben vannak összefoglalva, rendkívüli pontossággal és mélyenszántóan világítják meg a dialektikus materializmus fényével az új fizikának azokat a sötét zsákutcáit és labirintusait, melyekben az idealizmus igyekezett megbújni. Lenin világos, dialektikus tanítása az anyagról eloszlatja a homályt, melyet e téren századunk elején előidéztek egyes filozófálgató fizikusok és olyan filozófusok, akik igyekeztek feltámasztani az idealizmust, mint ők mondták, az elektron-elmélet és rádióaktivitás által akkoriban felfedezett fizikai tények alapján.

A fizika a maga egészében az emberi társadalom fejlődésének egyik legkiválóbb eredménye. A fizika tudatos alkalmazásának hatása a történelem jelen szakaszában rendkívül nagy. Nem kétséges, hogy a fizika jelentősége egyre inkább fokozódni fog a társadalmi fejlődésnek abban a hatalmas, tudatos történelmi folyamatában, amely a kommunizmus felé vezető úton halad és amelyben mi, szovjet emberek, élünk.

2.

Lenin „Materializmus és empiriokriticizmus” című könyvében kielemezte azokat a módszertani nehézségeket és ellentmondásokat, amelyekbe a fizikusok a XX. század elején ütköztek és azok közé az okok közé tartoztak, amelyek az akkori fizikusokat az idealista tábor felé taszították. Lenin rámutatott a válság leküzdéséhez vezető útra. Ez az út: a dialektikus materializmus elsajátítása. Ezen az úton a fizika biztosan, minden akadályt legyőzve fejlődhetett tovább. Hogy megértsük, mit jelentett Lenin könyve az új fizika fejlődésében, kissé vissza kell pillantanunk a fizikai tudomány módszerének főbb fejlődési állomásaira.

A fizika hosszú idő óta, amióta mint önálló tudomány létezik, állandóan változott, fejlődött, tökéletesedett. De az atomelmélet első hívei, a régi görög filozófusok, már az ókorban világosan kimondták — bár kezdetleges és nem mindig helyes formában — annak a klasszikus fizikának sok tételét, mely egészen századunk elejéig szinte osztatlanul uralkodott a tudományban és amely sok tekintetben még napjainkban sem veszítette el jelentőségét. Ismeretes, hogy a klasszikus fizika legegyszerűbb modelljének alapját olyan tömegpontok fogalma alkotja, amelyek a légüres euklidészi térben végzik mozgásukat, és hatnak kölcsönösen egymásra. Ilyen volt (ha figyelmen kívül hagyunk bizonyos, gyakran elvi jellegű különbségeket) Démokritosz, Epikurosz, Galilei, Gassendi, Newton és Lomonoszov fizikája. Newton az általa megállapított törvények, továbbá a tömeg és az erő fogalmának segítségével elsőnek alakította át ezt a régi mechanikai képet

olyan fizikai képpé, amely kvantitatív tárgyalást is megenged. Newton elmélete sok tekintetben a modern fizikának olyan ágaiban sem veszítette el jelentőségét, amelyek már messzire eltávolodtak a régi klasszikus felfogástól, így például az atommagfizika problémáinak megoldásában.

Vizsgáljuk meg dialektikus materialista szemszögből a klasszikus elmélet fizikai és filozófiai alapját. Mindenekelőtt megjegyezzük, hogy az üres, abszolút térnek, valamilyen objektíven létező „semminek” Newton-féle statikus absztrakciója filozófiai szemszögből megengedhetetlen fikció. Módszertanilag elfogadhatatlan és csak azért maradt életben, mert gyakorlati számolási szempontból kényelmes. Ugyanezt mondhatjuk az abszolút időre vonatkozólag, mely önmagában véve „sehol” méri a „semmi” mozgását. Másrészt jól ismerjük a tömeg meghatározásánál fellépő nehézségeket. A tömeg fogalma a Newton-féle fizikában és általában a fizikában csak viszonylagosan adható meg. Még nagyobb filozófiai, de nemcsak filozófiai nehézségek merülnek fel talán az erő klasszikus fogalmával kapcsolatban. Engels szavai szerint „...a természettudomány minden területén, még a mechanikában is egy lépéssel előbbre haladunk, valahányszor valahol megszabadulunk az erő szótól”.*

Ilyen módszertanilag tökéletlen fogalomkészlet segítségével Newton zseniális és merész lépéssel „dinamizálta” a tömeget — ha szabad magunkat így kifejezni — és ezzel meg tudta teremteni a klasszikus fizika alapját. A tömeget Démokritosztól Descartesig tehetetlennek tekintették s legfeljebb csak a testek ütközésekor fellépő rugalmassági erőkkel ruházták fel. Newton zseniális ötlettel olyan erőkkel ruházta fel a testeket, melyek távolba hatnak és ezzel lehetővé tette számos nehéz probléma megoldását, az égi mechanika felépítését stb. Newton dinamikus módszerét azonban nem tekinthetjük másnak, mint formálisnak s mint tudjuk, maga Newton is így értékelte — legalábbis addig, amíg a fizika álláspontján maradt. Ezt igen gyakran nem értették meg. Két segédfogalom, két formális fizikai feltevés — az abszolút üres tér és a testekből kiinduló erő társításából megszületett a „távolhatás” módszertani álproblémája, amely még a közelmúltban is komoly elméket foglalkoztatott. A nehézségekből való kivezető utat, mint tudjuk, úgy keresték, hogy a Newton-féle üres teret szilárd közeggel — az éterrel — töltötték meg. Azt is tudjuk, hogy ezt a közeget nem sikerült felfedezni. De ha felfedezték volna is, akkor sem tűntek volna el az abszolút térrel és idővel kapcsolatos módszertani nehézségek.

* Engels. *Dialektik der Natur*. Marx-Engels Gesamtausgabe. Moszkva, 1935. 584. old. (németül).

A klasszikus fizika módszertani nehézségeit Einsteinnek a fizikai térre — időre és gravitációra — vonatkozó elmélete küszöbölte ki vagy legalábbis csökkentette. A tér és idő Einstein elméletében megszűnt „semmi” lenni, konkrét valósággá változott, amelynek geometriai tulajdonságai mellett fizikai tulajdonságai is vannak. A fizikából — legalábbis elvileg — kiűzték az anyagtól állítólag független Newton-féle abszolút tér és idő metafizikus kísérteteit. Ez azonban nem jelenti azt, hogy a tudomány e hatalmas területén minden befejeződött és rendbejött. Egységes térelmélet, mely felölelné a gravitációt és az elektromágneses jelenségek törvényeit, mindmáig nincs, pedig a relativitás-elmélet módszertani teljességéhez ilyen elmélet feltétlenül szükséges. Az általános relativitás-elmélet sok más problémája is megoldatlan maradt, vagy még ma sincs egyértelműen megoldva. A relativitás-elmélet általános alakjában sem tekinthető még vitathatatlannak és véglegesnek. E kérdésekben ma még távolról sem mondták ki az utolsó szót.

A klasszikus fizika, módszertanilag helytelen, Newton-féle felépítésével még ma is sok hasznos szolgálatot tesz. Minden új ház, mozdony, repülőgép és hajó ma is a newtoni módon épül. Másrészt Einstein fizikája módszertanilag még távolról sem befejezett, de igen nagy segítséget nyújt a korszerű szinkrotronok és ciklotronok működésével kapcsolatos számításoknál és az atomenergiára vonatkozó kutatásoknál. Ime, ez a relatív igazság jellegzetes vonása, amely megkülönbözteti az abszolút igazságtól.

A természettudománynak ezt a sajátosságát nyomatékosan hangsúlyozza Sztálin elvtárs „A dialektikus és a történelmi materializmusról” című munkájában.

„...a marxi filozófiai materializmus abból indul ki, — írja Sztálin elvtárs — hogy a világ és törvényszerűségei teljesen megismerhetők, hogy a természeti törvényekre vonatkozó ismereteink, melyeket a tapasztalat, a gyakorlat ellenőriz, megbízható, objektív igazságok jelentőségével bíró ismeretek, hogy a világon nincsenek meg nem ismerhető dolgok, hanem csak olyan dolgok vannak, amelyeket eddig még nem ismerünk, de a tudomány és a gyakorlat segítségével ezeket is fel fogjuk deríteni és meg fogjuk ismerni.”*

Az objektív törvényekből és tényekből levont hibás módszertani következtetések igen károsak lehetnek mind a tudomány fejlődésére, mind az emberiség szellemi tevékenységére nézve. A módszertani nehézségeket ezért idejekorán fel kell tárni és le kell küzdeni.

* A SzK(b)P története. 139. old.

3.

A századforduló olyan döntő fordulatot hozott a klasszikus fizikában, amire még nem volt példa e tudomány sokévszázados történetében. Kiderült, hogy hibás az az állítás, mely szerint a testek tömege mozgás közben változatlan marad: megállapítást nyert, hogy a tömeg a sebesség növekedésével bizonyos arányban növekszik. Emellett a fizikusok számára teljesen váratlanul felfedezték, hogy hibás a klasszikus fizikának a mozgás és hatás folytonosságát kimondó posztulátuma. Felfedezték számos fizikai jelenség kvantum-jellegét. A fizika történetében új korszak nyílt meg.

A fizikus azelőtt alapvető fogalmaiban és elképzeléseiben mindenekelőtt a mindennapos tapasztalatra támaszkodott. A mikrovilágot, az anyag belső szerkezetét a körülöttünk lévő közönséges tárgyak világának képére és hasonlatosságára képzelte el. Ez volt a régi fizika alapvető, a régi fizikusok szerint magától értetődő posztulátuma. A fizikusok feltették, hogy a legszélesebb körben alkalmazható legáltalánosabb törvények és fogalmak segítségével tettség szerinti pontossággal tanulmányozhatják a természetet. A megfigyelőeszközök tökéletesedése, a kísérleti fizika új módszerei és a jelenségek pontosabb vizsgálata nyomán azonban a fizika éles ellentétbe jutott a megszokott klasszikus elmélettel.

Még azon fizikusok között is, akik az új törvényszerűségeket felfedezték, de a klasszikus fizika hagyományain nevelkedtek, sokáig fejetlenség és csodálkozás uralkodott. Max Planck, a kvantumelmélet megalkotója, aki 1900-ban bevezette a fizikába a hatáskvantum fogalmát, tulajdonképpen húsz éven át küzdött a kvantummenyiségek fogalma ellen, így akarván „menteni a helyzetet”, azaz visszatérni a klasszikus fizikához. Az elektronelmélet egyik megalkotója, J. J. Thomson, makacsul védte a „klasszikus” fizikát, Lebegyev és Umov életük végéig „klasszikusok” maradtak. A fizikusok egy lépésnyi területet sem engedtek át harc nélkül a régi megszokott „klasszikus” fizika várából. Ez a vár azonban mégis elesett és a fizikusok közt ma már bizonyára nincsenek, illetve alig akadnak védői.

Lenin „Materializmus és empiriokriticizmus” című könyvét 1908-ban, a kvantumelmélet és relativitáselmélet kialakulásának első éveiben írta, amikor a fizikusok a leghevesebben védelmezték a klasszikus fizika állításait. Rendkívül figyelemreméltó, hogy Lenin nem állt az „óhitűek” mellé, akik mindenáron igyekeztek megvédeni a klasszikus, mechanikai fizika fellegetvárát. Lenin könyve azoknak a filozófusoknak és filozófálgató fizikusoknak kísérletei ellen irányult, akik az új fizikai tényeket az idealizmus feltámasztására igyekeztek felhasználni. A talajt e célra még Mach és iskolájának filo-

zóiája készítette elő. A machizmus, az energetizmus és a többi hasonló áramlat főleg annak a termodinamikai módszernek formalizmusára támaszkodva keletkezett, amely a XIX. század végén nagymértékben elterjedt a fizikusok között. Az elméleti fizikának ez a magábanvéve kifogástalan és rendkívül hasznos módszere azonban Mach, Ostwald, Duhem és a többiek filozófiájában torzított módszer-tani kifejezést nyert.

E talajon bizonyos filozófusok — és olyanok is, akik nem voltak filozófusok — lelkesedéssel vélték az új fizika terén olyan tényeket felfedezni, melyek szerintük az anyag „dematerializációját” bizonyították.

„... lehetetlen machista vagy machizmusról szóló irodalmat kézbevenni anélkül, — írta Lenin — hogy ne találjunk benne fontoskodó utalásokat az új fizikára, amely, úgy mond, megcáfolta a materializmust stb., stb.”*

Lenin egy másik helyen azt írja: „A vizsgálatunk tárgyát képező új fizikai iskola alapeszméje — az érzeteinkben adott és elméleteinkben visszatükröződő objektív valóság tagadása vagy e valóság létezésének kétségbevonása.”**

Lenin tételének bizonyítására számos példát hoz fel. Az az idealista áramlat, amely az imperializmus korszakában az új fizika tényeinek alapján keletkezett, behatolt a forradalomelőtti orosz irodalomba is. Meggyőződhetünk erről, ha végigtekintünk az akkori idők elég terjedelmes fizikai és filozófiai tárgyú orosz és oroszra fordított irodalmán. Az új fizika, amellet, hogy kétségtelenül nagymértékben elősegítette a tudomány és technika fejlődését, életrehívta a különböző formákban feltűnő idealizmust is. Ez az idealizmus a polgári társadalom uralkodó osztályai számára előnyös volt és a művelt értelmiség körében sokan nem ismertek másfajta materializmust, mint a primitív mechanikus, metafizikus materializmust.

Lenin zseniális könyvében rámutatott a válságból kivezető útra: „... az anyag egyetlen „tulajdonsága”, amelynek elismerése a filozófiai materializmus ismérve, az a tulajdonság, hogy objektív valóság, hogy tudatunkon kívül létezik.”***

Az anyag fogalmának e tág lenini meghatározása potenciálisan tartalmazza a válság megoldását is. E meghatározás értelmében a klaszikus fizikának mozgás közben változatlan tömege az anyagnak nem egyetlen lehetséges fajtája, a mechanikus materializmus pedig a materializmusnak nem egyetlen formája.

A machizmus tévedése Lenin szerint abban van, hogy nem veszi tudomásul a metafizikus

materializmus és dialektikus materializmus közötti különbséget. „Valamilyen változhatatlan elemeknek, a „dolgok változhatatlan lényegének” s más efféléknek elismerése nem materializmus, hanem metafizikus, azaz dialektika-ellenes materializmus... Ha a kérdést az egyetlen helyes, azaz dialektikus materialista szempontból akarjuk beállítani, — mondja Lenin — akkor azt kell kérdezni: léteznek-e az elektronok, az éter és a többi az emberi tudaton kívül, mint objektív valóság, vagy sem? Erre a kérdésre a természetbúvároknak ingadozás nélkül éppúgy igennel kell felelniök és állandóan így is felelnék...

A dialektikus materializmus azonban határozottan állítja, hogy az anyag szerkezetére és tulajdonságaira vonatkozó minden tudományos tétel csak megközelítő, viszonylagos jellegű, hogy a természetben nincsenek abszolút határvonalak, hogy a mozgásban lévő anyag egyik állapotából egy másik, a mi szempontunkból látszólag összeférhetetlen állapotba megy át stb.”*

Leninnek a dialektikus materialista nézet alapjaiból és az anyagra vonatkozó meghatározásaiból levont fontos következtetése számunkra döntő jelentőségű nemcsak a XX. század eleji fizikára, hanem a mai fizikára nézve is. Lenin határozottan rámutat arra, hogy a mindenféle változhatatlan szubsztanciák csak a dialektika nemismerésének gyümölcsei és megfogalmazza nevezetes tételét, amely szerint az elektron és atom kimeríthetetlen, azaz — mint ezt Hegel „Wissenschaft der Logik” („A logika tudománya”) című művéhez írt jegyzeteiben megjegyzi — „az anyag mélységében végtelen”. A dialektikus materializmus megvilágításában azok a módszertani válságok és kételyek, melyeket a XX. század eleji új fizika váratlan felfedezései hoztak létre, annak eredményei, hogy sok fizikus nem tudott megszabadulni a metafizikus materializmustól, és elmerült a reakciós filozófia mocsarába

4.

Lenin következtetéseinek, amelyek megoldották a XX. század eleji fizika minden nehézségét, elvi filozófiai jelentőségük van. Lenin kimerítően feltárta azokat a veszélyeket és zsákutcákat, amelyekbe okvetlenül bele kell jutnia a fizikusnak vagy filozófusnak, ha letér a dialektikus materializmus útjáról és az idealizmus területére téved, vagy ha a mechanikus materializmus megszokott, régen kitaposott ösvényein botorkál.

Az új fizikának a XIX. század végén és a XX. század elején elért meglepő eredményei

* Lenin. Materializmus és empiriokritizmus. 254. old.

** Ugyanott, 310. old.

*** Lenin. Materializmus és empiriokritizmus. 264. old.

* Lenin. Materializmus és empiriokritizmus. 264–265. old.

csak bevezetését képezték annak, ami az utóbbi évtizedekben a fizika területén szemünk előtt játszódott le. E helyen nem ismertethetjük a XX. század fizikájának főbb állomásait egészen napjainkig. Csak néhány alapvetően új, kétségtelenül nagy elvi jelentőségű tény megemlítésére szorítkozunk.

1. Az atommagok, atomok és molekulák szerkezetét sajátos, egész számokat tartalmazó kvantum-törvények szabják meg.

2. Az atommagok alkotórészeit (neutronokat és protonokat) összetartó erők különös, eddig még fel nem derített, természetűek és eltérnek az elektromágneses és gravitációs erőktől.

3. A fény hullámszerű és korpuszkuális tulajdonságokkal rendelkezik.

4. Az anyagi részecskék, éppúgy mint a fény, kettős, korpuszkuális és hullámtermészetűek.

5. A különféle ismert elemi részecskék száma egyre növekszik; jó példa erre a varitronok spektruma, amelyet Alihanovék fedeztek fel.

6. A fotonoknak anyagi részecskék által történő kisugárzása statisztikusan rendezetlenül megy végbe.

7. Anyagi részecskék bizonyos körülmények közt fényre alakulhatnak és megfordítva.

Ezt a felsorolást még számos eredménnyel kiegészíthetnők. Valamennyi fentebb felsorolt tény kétségkívül elvi jelentőségű és megdöbbentően a XIX. század fizikusait.

Az új fizika tényei mindmáig megijesztenek minden olyan fizikust, aki először ismerkedik velük. Nem abszurdum-e az anyag korpuszkuális és hullámszerű tulajdonságainak egysége? Elképzelhető-e a korpuszkuális statisztikus káoszának és a hullámok szigorú szabályosságának egyesítése? Miképpen alakulhat át a fény anyaggá? Stb., stb.

A mechanikus szemléletet a mindennapos tapasztalat, a legegyszerűbb tárgyak és jelenségek keltik fel bennünk. Megfeszített küzdelmet kell folytatnunk e belénk gyökerezett szokások ellen és csak ezek leküzdésével tudjuk nyugodtan megvizsgálni és átgondolni az eléünk táruló új tényeket, csak így tudjuk megérteni, hogy nem követünk el hibát, ha a valóságos természetet a maga dialektikus bonyolultságában és mozgásában szemléljük. A természet bonyolultsága és mozgó volta nem rémítheti meg azt a fizikust, aki szilárdan a dialektikus materializmus talaján áll.

Mindenekelőtt éppén az eléünk feltáruló világrendszer meglepő és „különös” volta az egyik legkomolyabb érv, amely e világ objektivitása mellett szól. Az idealista természetfilozófiai rendszerekben Schellingtől Eddingtonig mindenütt megtaláljuk azt az állítást, hogy a világot a fizikus és a filozófus pusztán gondolati úton, akár sötét szobába zárkózva is megismerheti. Ebben az idealista világban állítólag

minden megjósolható, minden megfelel a gondolkodásnak. A valódi világ váratlanul felbukkanó tulajdonságaival tönkreteszi ezt az idealista összhangot. „...a materialista természetfelfogás — mondja Engels — nem jelent mást, mint egyszerűen a természet felfogását úgy, ahogy az van, minden idegen elem hozzátevése nélkül...”. A mechanikus materialisták reménykedése, hogy a természet a mikro- és makrovilágban alapjában véve ugyanolyan, mint a közönséges jelenségek világában, Engels szavaival kifejezve: „felesleges hozzátevés”. Az atomok világa lényegesen eltér a mi világunktól. Fogalmainkat meg kell változtatnunk és hozzá kell idomítanunk ehhez az eléünk feltáruló világhoz. E foglamnak is „olyan csiszoltaknak, hajlékonyaknak, mozgékonyaknak, viszonylagosaknak, kölcsönösen összefüggőknek és az ellentétekben egységeseknek kell lenniök, hogy felöllelhessék a világot.”** Lenin rámutat a harcra a törvény hegeli abszolutizált fogalma ellen és kiemeli: „NB. a modern fizika számára!”

Tudtak-e a fizikusok a természet dialektikájának eléük táruló új megnyilvánulásához ugyanígy közeledni? El kell ismerni, hogy sok esetben, sajnos, nem tudtak és a fizika kétségkívül nem tudott kilábalni abból a módszertani jellegű válságos helyzetből, amely már több év óta tart. E válságot végső soron két tényező élezte ki. Az egyik ugyanabból a forrásból ered, amelyből a mechanikus materialisták csökönysége is származott, akik a mindennapi jelenségek megszokott módján és az ezekből levont következtetések segítségével szerettek volna behatolni az atomok világába. Szilárdan meg vagyunk győződve arról, hogy a mechanikus materialisták véleménye hibás, mégis, éppén úgy mint ők, az atomvilág tanulmányozásakor kénytelenek vagyunk a klasszikus fizika egész fogalomtárát — a tömeg, a sebesség, az erő stb. fogalmát alkalmazni. Ezt azért kell megtennünk, mert még nincsenek a jelenségek új világával adekvát és egyúttal megszokott fogalmaink.

Természetesen világos, ha a fénysugárzás vagy az elektronsugárzás egyidejűen a részecskék szabálytalan váltakozásának és a szabályszerű hullámok jeleinek sajátosságaival rendelkezik, akkor a fény és az elektronok valójában nem lehetnek sem részecskék, sem hullámok, hanem valamilyen dialektikus képződményeknek, „az ellentétekben egységeseknek” kell lenniök. A kezdeti kísérletek, amelyek arra irányultak, hogy a részecskéket mint „hullámcsomagokat” lehessen tárgyalni, leküzdhetetlen elvi akadályokba ütköztek. Emellett a modern

* Engels. Feuerbach és a klasszikus német filozófia felbomlása. A marxizmus-leninizmus kis könyvtára. 3. szám. (Szikra, 1949. 57. old.)

** Lenin. Filozófiai füzetek. Goszpolityizdat 1947. 121 — 122. old. oroszul.

fizikus kénytelen használni a részecskékre és hullámokra vonatkozó fogalmak egész táráát és a kísérleti tények kombinálásának eredményeként akarva nem akarva a hirhedt bizonytalansági relációhoz jut, amely körül már oly sok harc folyt. A bizonytalansági reláció általános alakban csak azt a kétségtelenül megállapított tényről mondja ki, hogy lehetetlen következetesen végigvinni a részecske és hullám elképzelést, ha azokat a valóságos anyagra és fényre akarják alkalmazni. E reláció egyáltalán nem filozófiai rejtély: csak annak a ténynek egyik kifejezése, hogy a közönséges világból vett fogalmak nem alkalmazhatók maradéktalanul az anyag és fény finom tulajdonságainak kutatásában.

A klasszikus fogalmak alkalmazhatatlansága az atomvilág jelenségei terén valóban azt jelenti-e, hogy megismerésünk korlátozott és a természet megismerésében a további fejlődés leszűkült? Semmiképpen sem jelenti ezt. A klasszikus fizika uralma idején magától értetődőnek tekintették, hogy minden helyes fizikai elméletnek szükségképpen megfelel egy mechanikai modell. Az új fizika olyan jelenségcsoportot tárt fel előttünk, melyeknek megvilágítására nem sikerült mechanikai modellt konstruálni. Az a kérdés, tudunk-e így is fizikai elméleteket alkotni az efféle jelenségek magyarázatára? Kétségtelenül igen. Példa erre a relativitáselmélet és a kvantummechanika. De a fizika még jóval ezen elméletek előtt ismert kifogástalan nem-mechanikus elméletet. Az elektromágneses jelenségek nevezetes Maxwell-féle elméletére és a Maxwell-egyenletekre gondolunk, melyeket nem sikerült mechanikus alapokra visszavezetni. Hogyan alkothatók ilyen elméletek? Ennek útja igen bonyolult: megfelelően kell kombinálni a kísérleti adatokat, matematikai hipotéziseket, extrapolálást, valamint a klasszikus elméletek és modellek óvatos alkalmazását. Így fejlődik nagy sikerrel immár egy félszázadon át az új fizika, így válik állandóan sokrétűbbé, tökéletesebbé és fejlődésének nincs határa.

A módszertani válságot az is kielezi, hogy korunkban, mikor a demokratikus erők döntő harcot vívnak a pusztulásra ítélt imperializmus ellen, a fizika új felfedezéseit a polgári ideológusok a különféle alakban és formában jelentkező idealizmus ösztönzésére használják.

A kapitalista államok fizikai irodalma — könyvek és folyóiratok egyaránt — az utóbbi évtizedekben számtalan példát szolgáltatott arra, hogy szándékosan vagy akaratlan, hogyan használták fel az új fizika, kémia, csillagászat és egyéb tudományok kísérleti eredményeit és elméleteit az idealizmus, sőt, a leplezetlen miszticizmus különféle változatainak támogatására. A XX. század elejének szégyenlős, álcázott fizikai idealizmusa összehasonlíthatatlanul „szerényebb” volt a kapitalista világ tudományában uralkodó imperializmus néhány mai vezérének arcátlanúságánál.

A szovjet fizika már régen szervesen bekapcsolódott a szovjet társadalom életébe és az egész szovjet tudományhoz hasonlóan, minden erejét a Szovjetunió, a kommunizmus építése nagy ügyének szolgálatába állította.

A szovjet fizikusok munkájának alapjai a dialektikus materializmus filozófiája. De nem szabad szemet hunyni afelett, hogy néhány fizikusunkban még ma is fennmaradtak idealista csökevények, amelyeket főleg a kapitalista országok fizikai irodalmának kritikátlan elfogadása tart fenn.

Halaszthatatlan feladatunk, hogy kíméletlen bírálattal és önbírálattal harcoljunk a csökevények ellen, amelyeknek mind ideológiai terén, mind a gyakorlati feladatok megoldása terén igen káros hatásuk van. A fizikusoknak jóval nagyobb aktivitással és figyelemmel kell a filozófiai kérdések felé fordulniuk, mint eddig.

A szovjet fizikusoknak az a feladatuk, hogy minden téren alkalmazzák Marx, Engels, Lenin és Sztálin dialektikus materializmusát, amely hatalmas fegyver a fizikában is.

A körmozgás szerepe a gimnáziumi tanításban*

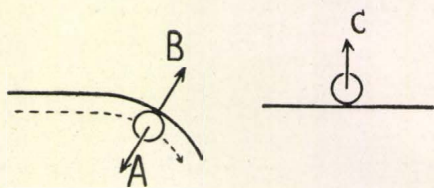
Körülbelül féleve gimnáziumi körökben sok vita folyik a körmozgásról, a centrifugális erőről, előadások hangzanak el róla, cikkek jelennek meg pedagógiai folyóiratban. A kétéves pedagógus továbbképzés harmadik időszakának (1952 január—február) egyetlen szakmai anyaga a körmozgás. A téma felvetését, a vita

megindulását a következő okokkal lehet megmagyarázni: 1. Elmúlt években főképp technikus körökben helytelen, pongyola nyelvhasználat volt szokásos a körmozgásnál szereplő erőket illetően. 2. El az emlékekben valami arról, hogy elméleti fizikai tanulmányainkban szerepelt mozgó koordináta-rendszer és ott a Newton-féle axiómákkal vigyázni kellett. 3. A dialektikus materializmus szempontjai előírják, hogy az alapfogalmak területén pontosak legyünk, ne tűrjünk

* Ezt a cikket vitaindító cikk-ként közöljük. Kérjük a kartársak hozzászólását.

még réseket, ahol miszticizmus, idealizmus csúszhat be. Magától értetődően sohase szabad arról megfedkezünk, hogy a természet jelenségei objektíve léteznek, a mi spekulációinktól függetlenül és hogy az erő néven ismert jelenség anyagok kölcsönhatását jelenti.

Ismereteseek a Newton-mechanika következő tényei: tömeg sebessége csak erő segítségével változhat meg és az anyagnak éppen ezt a tulajdonságát nevezzük tehetetlenségnek. Azonkívül azt találjuk a természetben, hogy az erők kettősevel jelentkeznek, egyenlő nagyság, ellentétes irányúak, egy egyenesbe esnek. Például engem vonz a Föld $mg = 60$ kgsúly erővel, ugyanakkor én vonzom a Földet $Ma = 60$ kgsúly erővel, ezek az erők ellentétesek, egy egyenesbe esnek. Már most két eset lehetséges. Ha a széken ülök, akkor ezek az erők egyetlen merev testen



hatnak és az egyensúly néven ismert jelenséget adják. Ha leesem a létráról, akkor ezek az erők két külön testen hatnak és a két test (én és a Föld) mindegyike mozgást végez. Közben a III. axióma továbbra is igaz.

Az egyenletes körmozgás esetében az erők elnevezése okoz félreértéseket. Vannak, akik a „centrifugális” szó etimológiai elemzésével okoznak zavart a fizikai probléma megtárgyalásánál, ismét máskor különböző erők megjelölésére használják ugyanazt a szót. Félreértések elkerülése céljából az erőket A, B, C betűkkel fogom jelölni.

A körmozgást tekinthetjük álló koordináta-rendszerből és mozgó koordináta-rendszerből.

Álló koordináta-rendszer esetében a helyzet a következő. Egy golyó nekigurul egy kartonfalnak. Amíg nem ért hozzá a kartonfalhoz, az I. axióma szerint mozgott. Amint a kartonfalhoz ér, a fal erőt fejt ki a golyóra, megváltoztatja sebességének irányát, a golyót körpályára kényszeríti. Ennek az erőnek, melyet a fal fejt ki a golyóra, legyen A-erő a neve. Ugyanakkor a golyó erőt fejt ki a falra, azt ki akarja nyomni és ha a fal nem elég szilárd, ki is nyomja; ezt az erőt is objektíve észleljük. Azt az erőt, melyet a golyó fejt ki a falra, B-erőnek nevezzük. Tehát A-erő a golyóra hat, azt körpályára kényszeríti, nélküle nem volna körmozgás. B-erő mindig kifelé hat, a falra, sínre, rádiuskényszerre. Minden pillanatban igaz, hogy két egyenlő nagy, egy egyenesbe eső, ellentétes irányú erő van je-

len, tehát minden pillanatban igaz Newton III. axiómája. Közben természetesen a II. axióma is igaz, mert A-erő gyorsulást okoz, (B-erő szintén a fallal összekapcsolt földgömbön). A két egyenlő nagy, ellentétes irányú erő nem ad egyensúlyt, nem fagyasztja be a mozgást, mert A-erő és B-erő két külön testen hat, a golyón és a falon, (emlékezzünk a létráról leeső ember példájára). Gyönyörűen látjuk, hogy az erő mindig két anyag kölcsönhatása. Newton III. axiómája nélkül nem mutatható meg a dialektikus felfogás azon kíváncsi, hogy az erő mindig anyagok kölcsönhatása. Ha a fal beszakad, nem ébred A-erő és B-erő, ha pedig nincs erő, akkor a golyó Newton I. axiómája szerint mozog tovább legutolsó sebességével, érintőlegesen. E szövegezéssel megegyezésben kell mondani a centrifugál-regulátornál: az mg súlyerőből elveszszük $\omega^2 \cdot r$ -t, amely a körben való mozgatáshoz szükséges és a maradékot észleljük a golyón, amely $mg - \omega^2 \cdot r$ vektorkülönbség irányában lódul ki. Földünk felszínén a tömegvonzási erőből vektoriálisan el kell venni a körpályán tartáshoz szükséges $\omega^2 \cdot r$ erőt, a vektoriális maradékot észleljük az asztalra tett vasdarabnál stb.

Következik a mozgó koordináta-rendszer. De ennek végiggondolásában legyünk következtetések. Forogjon Földünk olyan gyorsan, hogy tengelykörüli forgásának ideje $1\frac{1}{4}$ óra legyen. Földünket sűrű felhőzet veszi körül, soha még senki sem látta a csillagos eget. Talán még azt sem tudják, hogy a Föld gömbalakú. A Föld lakói a következő természeti jelenséget észlelik: ha egy meridián mentén délfelé utaznak Budapestől, mindig könnyebbnek érzik magukat és a kézbe vett kődarabokat, egy bizonyos határtól délebbre pedig a kővek felrepülnek a kezükből, sőt ha meg nem fogózkodnak, az emberek is elrepülnek a Földről. Evezredek óta tudomásul vett tapasztalat lesz, hogy egy objektíve létező természeti erő minden anyagot elrepít a Földről. Ezt az erőt nevezzük C-erőnek. A Föld lakói ehhez a C-erőhöz nem találják meg az egyenlő nagy, ellentétes irányú társat. Azonban könnyen lehet, hogy feltételezik ilyennek a létezését a felhőkön túli területeken, mivel a Föld felszínén minden másféle erőnél érvényesnek találták Newton III. axiómáját.

Ami az erők elnevezését illeti, a következők vannak használatban:

A jelenlegi gimnáziumi tankönyvben:

A = centripetális erő, B = centrifugális erő, C nem szerepel; sok fizikakönyvben: A = centripetális erő, B = tehetetlenségi erő, reakcióerő C nem szerepel;

sok fizikakönyvben:

A = centrifugális erő, B = tehetetlenségi erő, reakcióerő, C = centrifugális erő.

Részemről nem kifogásolom a jelenlegi gimnáziumi tankönyv elnevezéseit.

Jelenleg a tankönyv, az ezt magyarázó utasítások mind azt mondják, hogy gimnáziumi tanításban csak az álló koordináta-rendszer szerepeljen. Részemről ezt helyeslem. Úgyszintén örömmel lehet megállapítani, hogy az álló koordináta-rendszer elfogadott szempontját a jelenlegi gimnáziumi tankönyv kövekezetesen viszi keresztül minden példánál (centrifugál-regulátor, g változásai, jármű kanyarban stb.), a tankönyv 57.—60. oldalán.

Tehát azt hinnénk, hogy minden rendben van. Azonban a felsorolt előzmények után érthetetlen okokból hivatalos helyekről, a Köznevelés c. lap 1951 november 15-i számának 911. oldalán, továbbképző tanfolyamok összejövetelein, konferenciáin stb. terjesztik azt a nézetet, amely szerint:

centrifugális erő nincs,
centrifugális erő, ha akarom van, ha akarom
nincs, ahogy nézem a dolgot,
centrifugális erő van, csak nem szabad róla
beszélni.

Minderre a válasz: 1. nem igaz; 2. ellentmond a dialektikus materializmusnak, mert a természet jelenségei objektíve léteznek függetlenül tudattól és szándékomtól, azonkívül lehetetlenne teszem azt, hogy az erő tömegek közötti kölcsönhatás, ha az egyik erőt eltüntetem az egyenrangúak közül; 3. a körmozgással kapcsolatos két erő teljesen egyenrangú, ha az A-erőről felmerjük világosítani tanítványainkat, akkor elég felnőtteknek kell őket tartani arra, hogy a B-erőt is megtudják. Külön megmagyarázhatatlan körülmény, hogy a Köznevelés említett cikkében, a 911. oldalon lévő 3-ik (hibás tartalmú) bekezdés teljes ellentmondásban van ugyanazon szerző által megírt gimnáziumi III. osztályos fizika tankönyv 57. oldalán levő (helyes tartalmú) utolsó bekezdéssel. Ez a körülmény, a továbbképző tanfolyamokon hozzáfűzött misztikus, valótlán kiegészítésekkel nem segíti elő a továbbképző tanfolyamon résztvevő fizikus tanárok széles tömegeinél a fogalmak tisztázását.

Vermes Miklós

SZÉLL KÁLMÁN

Január 9-én Budapesten közlekedési baleset áldozata lett dr. Széll Kálmán, a szegedi Tudományegyetemen az elméleti fizika tanára, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szegedi csoportjának társelnöke.

Szorgalmas és eredményes munkában eltöltött élet áll mögötte. Tudományos pályáját hazai és külföldi egyetemeken folytatott tanulmányainak befejezése után, 1910-ben kezdte meg azoknak a részletes vizsgálatoknak a közvételével, amelyeket a termoelektromos jelenségek termodinamikai kapcsolatainak felderítése terén végzett. Kutatómunkáját ezután két és fél évtizedes gimnáziumi tanári tevékenysége közben is rendszeresen folytatta. Főleg a statisztikai mechanika diszciplínája kötötte le érdeklődését, s számos figyelemreméltó eredményt tartalmazó dolgozata jelent meg hazai és külföldi folyóiratokban a gázok és a sugárzás energiaingadozásairól, valamint a két- és többatomos gázok rotációs és rezgési entrópiájáról. Miután 1936-ban egyetemi szakelőadóvá, majd egyetemi tanárrá nevezték ki, elsőrendű feladatának tartotta az elméleti fizika csaknem egész területét felölelő előadásainak gondos kidolgozását. A nagy felelősséget és elfoglaltságot jelentő egyetemi oktatással párhuzamosan azonban nem csökkenő energiával végezte tudományos kutatásait is, nevezetesen több tanulmányban foglalkozott a gázoknak az újabb kvantumstatistika szerinti viselkedésével és a legutóbbi hetekben az öt éves tudományos kutatási terv egyik témájának, a kritikus ingadozások elméletéről szóló munkájának befejezésén dolgozott.

Mint intézeti igazgató, intézetének minden problémájával gondos és szeretettel foglalkozott. Fáradtságot és energiát nem kímélve járt utána minden olyan kérdésnek, amelyről intézetének továbbfejlődését és ezen keresztül az oktató és kutatómunka színvonalának további javítását remélte.

De nemcsak mint tudományos kutató, mint a statisztikai fizika elismerten kiváló művelője, és nemcsak mint a tudomány fejlődésével az előadásában is lépést tartó, hallgatóit mindenben segítő és támogató professzor szerzett magának nagy érdemeket, hanem mint a tudomány eredményeinek lelkes ismertetője, szélesebb körökhöz szóló közvetítője is. Mintegy harminc tudományos dolgozaton kívül számos ismeretterjesztő közleményt írt és sok ilyen tárgyú előadást is tartott a fizika aktuális eredményeiről.

Az a nagyrabecsülés és tisztelet, amely mint kiemelkedő kutatót és mint kiváló professzort a szakemberek és tanítványok részéről övezte, őszinte, meleg szeretettel párosult mindazoknál, akik őt mint embert közelebbről ismerték. Szerény, szeretetreméltó egyéniségénél fogva egyaránt volt melegszívű tanár, megértő, mindig segítségre kész kartárs és igaz jóbarát. Eppen ezért a vesztés különösen fájdalmas, de fájdalmunkat enyhíti az a tudat, hogy munkás életének eredményei tudományos alkotásai révén, valamint az általa nevelt fizikusok és tanárok személyében itt élnek közöttünk, emlékéket pedig kegyelettel megőrizzük, sőt nagyon sokan örökre a szívünkbe zárjuk.

Budó Agoston

Újabb szovjet vizsgálatok az atommagok felépítéséről

Viszonylag régóta ismeretes, hogy az atommagok felépítésében és tulajdonságaiban bizonyos szabályszerűségek, periodicitások észlelhetők. Így például tudjuk, hogy az atommagok sorában egyes elemek magjai kiugró stabilitással, szokatlanul nagy kötési energiával rendelkeznek, mint pl. a *He*, *O*, *Ca*, stb. Éppen ezért viszonylagos gyakoriságuk is nagy. Ugyancsak meglepő szabályszerűségek mutatkoznak az atommagok mágneses momentumának tanulmányozásánál is. Ha feltesszük, hogy a magok mágneses nyomatéka a protonok, ill. neutronok saját (abnormis) mágneses momentumának és a magban valamiféle „keringést” végző protonok pályamomentumának vektori, kvantumelméleti összegeként áll elő, akkor meglehetősen jól kiszámíthatjuk a legkülönbözőbb atommagok mágneses momentumát. Pusztán azt kell feltételeznünk, hogy az atommagban bizonyos proton-, ill. neutron-számoknál „lezárt héjak” jönnek létre, ahol, miként az atomok elektron-héjaiban is, a részecskék momentumának összege zérus, s így a mágneses nyomaték képzésébe csakis a lezárt héjon felüli nukleonok vesznek részt. Az érdekes mármost az, hogy ilyen lezárt héjak nagyjából ugyanazon proton, ill. neutron-számoknál jönnek létre, mint amelyekkel rendelkező magok különös stabilitásukkal tűnnek ki. Ezeket a számokat (ilyenek pl. a 2, 8, 10, 20, 28, 50, 82, 126) a nyugati irodalomban „mágikus számok”-nak szokták nevezni.

Ugyanezen számoknak jelentőségük van továbbá a magok lassú neutronokra vonatkozó befogási hatáskeresztmetszeténél is. A tapasztalat azt mutatja, hogy ilyen karakterisztikus számú neutronot tartalmazó magok csak rendkívül kis valószínűséggel fognak be neutronokat. Ha feltesszük, hogy ezekben a magokban lezárt neutron héj van, ez a jelenség evidenssé válik.

Megemlíthetjük még azt is, hogy a magizomérek, vagyis viszonylag hosszú élettartamú gerjesztett magállapotok előfordulása is jól követi a fentiekben megállapított lezárt héjakat. Úgy találták, hogy ilyen héjak vége felé lépnek fel nagyobb gyakoriságban izomérek. Ennek oka abban keresendő, hogy magizomérek létezésének lehetősége nagy mellékkvantumszám differenciákat tételez fel az alap- és gerjesztett állapot között, márpedig a héjak lezáródása előtt ilyen viszonyok könnyen kialakulhatnak.

Több más sajátságban is hasonló szabályszerűségek észlelhetők. Éppen ezért kíváncsúnak látszik az atommagok felépítési mechanizmusának valamilyen skémáját kidolgozni, melynek alapján az említett periodicitások egységesen áttekinthetővé és érthetővé válnak. Ehhez mindenekelőtt az szükséges, hogy meg-

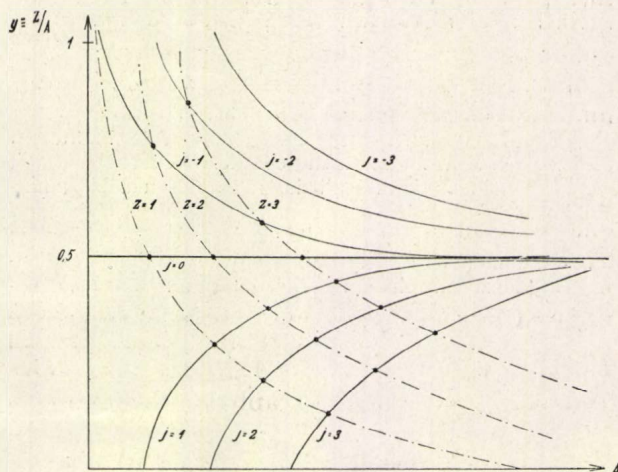
találjuk azt a jellemző mennyiséget, melynek periodikus változása a magtulajdonságok szempontjából alapvető fontosságú. Több eredménytelen kísérlet közül kiemelendő *Gamow* próbálkozása, aki a magok neutron-fölöslegét (neutron mínusz proton szám, $N-Z$) vizsgálta meg és ennek a mennyiségnek menetében valóban több élesen elváló periodust különböztetett meg. Azonban mélyebb következtetéseket ebből nem sikerült vonni.

Nemrégiben *Znoiko* szovjet fizikus és munkatársai újra elővették ezt a kérdést ((1), (2), (3), (4)) és meglepően elemi gondolatmenet segítségével sikerült az atommagokat mintegy periodusos rendszerbe foglalni, mely rendszer bizonyos mértékig emlékeztet a kémiai elemeknek *Mendeleje* által felállított zseniális periodusos rendszeréhez. Amint ez utóbbiból számos, még ismeretlen kémiai elem létét és főbb sajátságait sikerült annakidején megjósolni, ugyanúgy *Znoiko* eredményes és meglepően pontos jóslásokat tesz eddig még ismeretlen atommagok stabilitásai viszonyaira, illetve bomlási módjára, stb. vonatkozólag.

A következőkben mindenekelőtt *Znoiko* rendszerének felépítését fogjuk megvizsgálni.

Znoiko érdeme abban áll, hogy ő az atommagok fajlagos töltését (Z/A) vizsgálta, mint az atomszám (A) függvényét. Ebbe a koordinátarendszerbe minden magot, úgy a stabilakat, mint az instabilakat belerajzolta és a magokat ábrázoló pontok mellé odaírta az illető magok legfőbb jellemző adatait.

Könnyen beláthatjuk, hogy az összes lehetséges atommagok ebben a koordinátarendszerben két hiperbolareség metszéspontjain fekszenek (1. ábra). Az egyik hiperbola-rendszer a $Z = \text{konstans}$ görbék rendszere, melynek a



1. ábra.

két koordináta-tengely képezi az aszimptotáit. Ennek a seregnek egyenlete:

$$y = \frac{Z}{A} = \frac{\text{konst.}}{A}$$

Az egyes hiperbolákon rendre az egyes kémiai elemek atommagjai helyezkednek el.

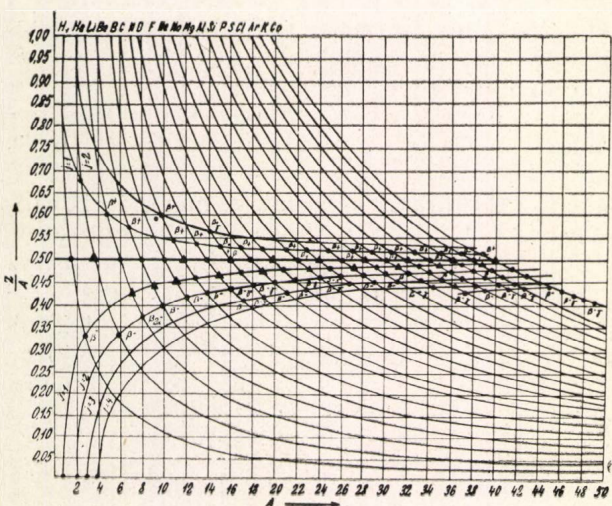
A másik hiperbola-sereg azonos neutron-fölösleggel bíró atommagokat köti össze. Ezekre a hiperbolákra: $j = A - 2Z = \text{konst.}$,* azaz

$$y = \frac{Z}{A} = \frac{A - \text{konst.}}{2A}$$

Nilvánvalóan ennek a hiperbola seregnek egyik aszimptotája maga az ordináta tengely, másik aszimptotája pedig

$$a \frac{Z}{A} = \frac{1}{2} \text{ egyenes.}$$

A két hiperbola-sereg metszéspontjaira $A = 2Z + j$, azaz mindig egész szám, következésképp, mint állítottuk, az összes létező és lehetséges magok ezekre a metszéspontokra esnek.



2. ábra.

A második ábrán az atommagok periodusos rendszerének első periodusát látjuk. Ez az első periodus a kalciumig terjed. Az ábrán háromszögekkel jelzett pontok az egyes atommagok u. n. főizotopjait jelzik. Rögtön szembetűnik, hogy az összes páros rendszámú főizotopok a $j = 0$ izotop görbén fekszenek, ezzel szemben az összes páratlan rendszámú főizotopok a $j = 1$ görbén. Látszólag kivételt képez ez alól a szabály alól a berillium és a nitrogén. Az elemek izotopjainak relatív gyakoriságát tanulmányozva ugyanis a berillium főizotopjául annak 9-es tömegszámú izotopját kellene tekintenünk, nem pedig, mint a görbében látható, a 8-as izotopot. Hasonló discrepancia mutatkozik a nitrogénnél, amelynek ma a leggyakrabban előforduló vál-

*A neutron felesleg: $j = N - Z$, de $N + Z = A$ a mag tömegszáma.

tozata a 14-es tömegszámú izotop, a görbe azonban a 15-ös izotopot adja meg főizotop gyanánt. (A későbbi periodusokban ezek az eltérések még gyakoribbakká válnak.) Nem hagyhatjuk azonban figyelmen kívül, hogy mint legstabilisabb főizotopot nem azt az izotopot kell tekintetnünk, amely ma a természetben a leggyakoribb, hanem tekintetbe kell vennünk azokat a viszonyokat, melyek a természetben az elemek kialakulásának időszakában fennállottak. Itt céloznunk kell a termonukleáris magreakciók elméletére, melynek segítségével Gamow Teller, Alpher és mások az elemek kialakulását és előfordulásának gyakoriságát megmagyarázni igyekezzenek.

Összegezve azt mondjuk, hogy a páratlan rendszámú főizotopok a $j_{\text{páratlan}} = j_{\text{páros}} + 1$ izotop görbén fekszenek. Ez a szabály az atommagok egész periodusos rendszerén végigvonul; az első periodusban speciálisan $j_{\text{páros}} = 0$.

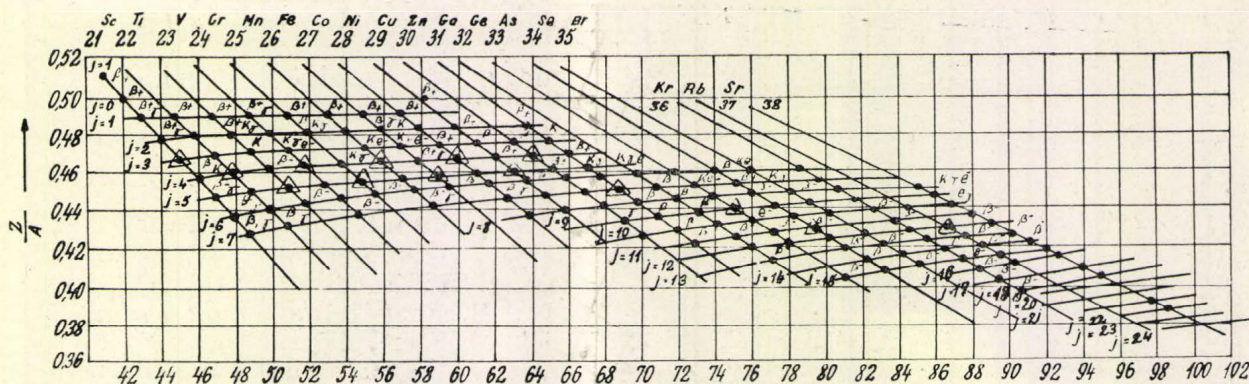
Az első periodusban még megfigyelhetjük, hogy az összes pozitronot emittáló betaaktív magok a $j = -1$ és $j = -2$ izotop-görbéken fekszenek. Ez természetes is, mert hiszen ezeknek a magoknak egy, illetve két proton-fölöslegük van. A negatív elektront emittáló betaaktív magok viszont a $j = 2, 3, 4$, stb. izotop görbéken találhatók meg. Ezeknek az instabil magoknak átlagos élettartama a görbék mentén szabályos változást mutat. Erre a továbbiakban még visszatérünk.

A harmadik ábrán az atommagok periodusos rendszerének második periodusát látjuk. Rögtön feltűnik, hogy ez a periodus két főszakaszból áll. Az első szakasz, mely a titántól a cinkig terjed, lényegileg semmi újat nem mutat és mintegy az első periodus folytatását képezi. Itt azonban a páros rendszámú főizotopok a $j = 4$, a páratlan rendszámúak pedig a $j = 5$ izotop-görbén fekszenek. (Az ábrán látható egymást metsző görbék természetesen itt is hiperbolák, azonban ezeknek viszonylag oly kis darabját látjuk, ami már egyenesnek látszik.)

A periodus második része a scandium-stroncium szakasz. Ebben már nem érvényesül a főizotopok elhelyezkedésére az előbbi szabály, hanem ennek helyére a $j_{Z+2} = j_Z + 2$ szabály lép, külön-külön a páros és páratlan rendszámú magokra vonatkozólag. Ezek a magok azonban folytonosan csatlakoznak a periodus első felében elhelyezkedő főizotopokhoz.

Teljesen hasonló viszonyokkal találkozunk a további, harmadik és negyedik periodusban is. (Van még egy 5., de be nem fejeződő periodus is.) A harmadik periodus első fele a stronciumtól a kadmiumig terjed és ebben a neutronfölösleg a főizotopoknál 11, illetve 12.

A harmadik periodus második felében a kadmiumtól a báriumig az előző félperiodushoz folytonosan csatlakozva, újra a $j_{Z+2} = j_Z + 2$ szabály érvényes. Ezeket a viszonyokat jól



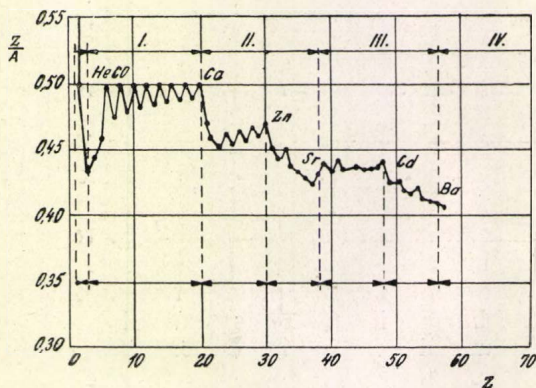
3. ábra

szemlélteti a negyedik ábra. Ezen a fajlagos magtöltést az előző görbektől eltérőleg, mint a rendszám függvényét látjuk feltüntetve. Ez azonban mindössze annyit jelent, hogy a konst. Z -jú hiperbolákat mintegy függőlegesekké egyesítettük ki. Ennek a görbének analizálásával igen jelentős felvilágosítást nyerhetünk a stabilis atommagok felépülésének mechanizmusáról. Látjuk ugyanis, hogy az első periodusban mindvégig, a későbbi periodusoknak pedig első szakaszában úgy a páros, mint a páratlan rendszámú magok úgy jönnek létre, hogy az előző hasonló főizotopoz egy-egy alfarészecske adódik hozzá. Ez azt jelenti, hogy bár ily módon az atommag tömege elemről elemre nő, a szabad neutronok száma ugyanakkor változatlan marad, mint azt az előzőekben is kidomborítottuk. ($j = \text{const.}$ szabály.) Közben észrevevessük, hogy a fajlagos töltés az α -részek szukszesszív beépülése révén monoton nő. Amint a fajlagos töltés ily módon egy bizonyos maximális értéket elér, további α -részek beépülése lehetetlenné válik. Ezen a helyen a periodusnak új szakasza kezdődik. Ez az új szakasz egy újfajta mag szerkezeti típusnak felel meg. Ebben a szakaszban a főizotopok 6-os tömegszámú héliummagok beépülésével jönnek létre. Ennek következtében mint láttuk, a neutronfölösleg fokozatosan nő. Ily módon a fajlagos töltés csökken. Ennek folytán eljutunk egy olyan maghoz, melytől kezdve

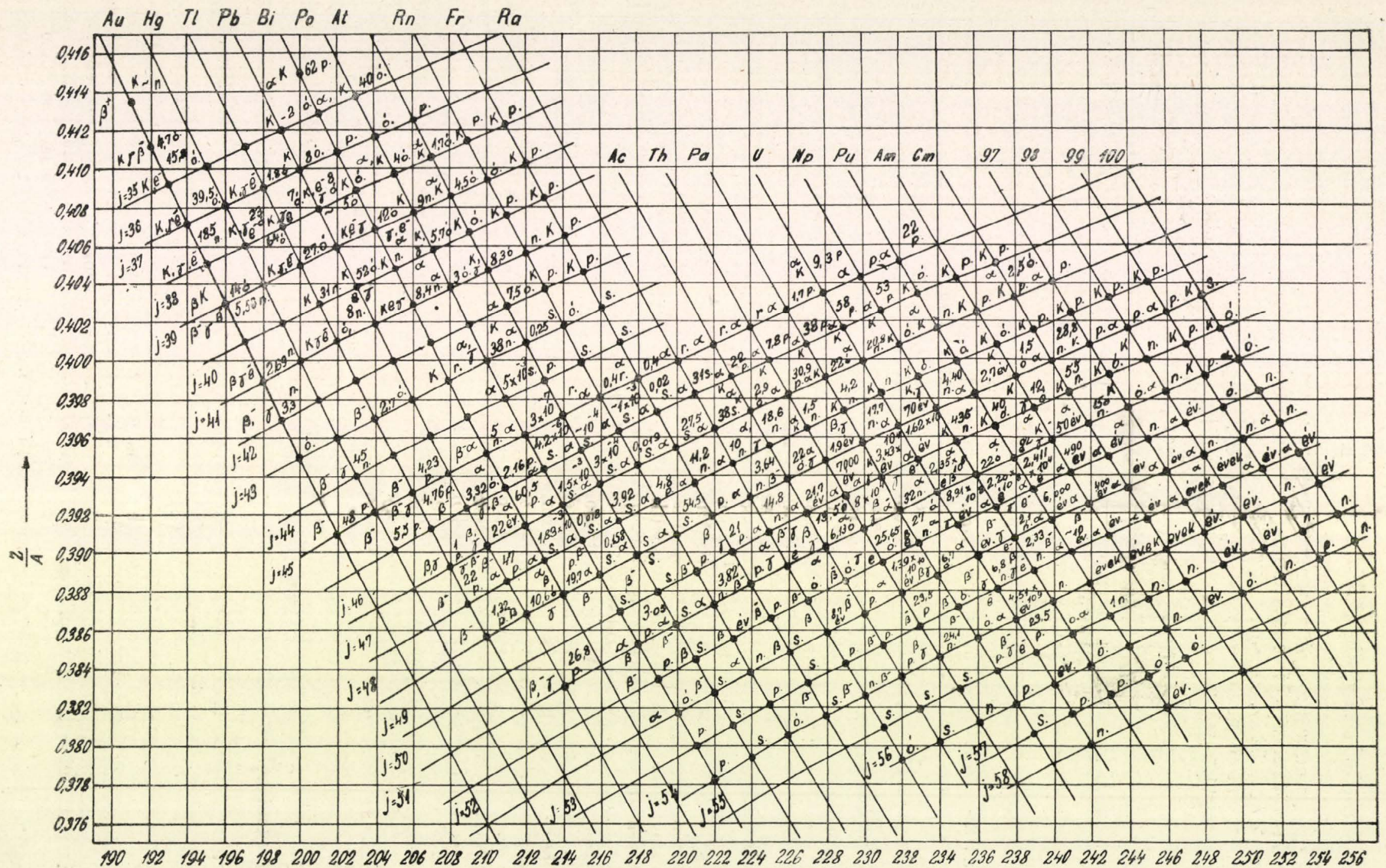
ismét lehetségessé válik alfarészek successzív beépülése. A periodusos rendszernek itt új periodusa kezdődik.

Érdekes megjegyezni, hogy az egyes periodusokon belül szabályszerűen változik a magok spinje, a bomló magok élettartama, a neutronbefogás hatáskeresztmetszete, és egyéb jellemző magfizikai mennyiségek is. A legfrappánsabb periodicitásokkal és természetesen a leggyümölcsözőbbnek ígérkező jóslási lehetőségekkel a legnehezebb atommagok, és különösképpen a transzuránok körében találkozunk. Az itten uralkodó viszonyokról jó képet fest az ötödik ábra. Ebben az ábrában nemcsak a már ismert izotopokat, hanem a lehetséges jóslott magokat is láthatjuk. Különös figyelemmel vizsgáljuk meg a radioaktív atommagok élettartamának változását és bomlási típusát. Azt találjuk, hogy az élettartam úgy a $Z = \text{konstans}$, mint a $j = \text{konstans}$ hiperbolák mentén haladva szabályszerű változást mutat. Méghozzá a „függőleges” görbék mentén külön-külön a páros és páratlan *tömegszámú* izotopoknál, a „vízszintes” görbék mentén pedig külön-külön a páros és páratlan *rendszámú* magoknál. Azt találjuk, hogy balról jobbra haladva, a páros rendszámú magok élettartama az 5-ik periodusban (a rádium után) minden izotop-görbe mentén egy maximumig nő, azután csökkenni kezd. Ugyanezt találjuk minden izotop-görbe mentén a páratlan rendszámú magoknál is. Együttal megfigyelhetjük, hogy minél nagyobb izotopszámú görbén vagyunk, azaz minél lejjebb az ábrában, a kérdéses maximum annál inkább jobbra, azaz nagyobb tömegszámok felé tolódik el. Következésképpen a legmagasabb rendszámú elemek legstabilisabb izotopjai az ábra jobb alsó sarkában találhatók meg.

Interpoláció segítségével ezen szabályos élettartamváltozás alapján megjósolhatjuk még fel nem fedezett izotopok stabilitási viszonyait, illetve átlagos élettartamát. Az egyik hiperbola-rendszer mentén képzett interpoláció eredményét mintegy ellenőrizhetjük a másik hiperbola-rendszer mentén vett interpoláció segítségével. Pl. vessük fel azt a kérdést, hogy a plutonium



4. ábra



n - napok ; ó - óra ; p - perc ; s - másodperc ;

5. ábra

izotopjai közül melyek a legstabilisabbak. Ha a plutonium görbén az ismert 232-es izotopból kiindulva a páros tömegszámú magok élettartamát nézzük (mindezen magok alfabomlást szenvednek), a következő számokat kapjuk: 22 perc, 8 óra, 2,7 év, 92 év, 6000 év. Az ezután következő 242-es izotop Znoiko első vizsgálatainak idejében még ismeretlen volt. Nyilvánvalóan ennek élettartama több tíz-, ill. százezer évre tehető. Ugyancsak hosszú élettartamú a 244-es izotop is, azonban, ha azon a vízszintes görbén, amelyen ez fekszik, vagyis a $j = 56$ izotop görbén a páros rendszámú elemek mentén balról jobbfelé haladunk, akkor beláthatjuk, hogy ennek az izotopnak már csak néhány év az átlagos élettartama. Még kisebb átlagos élettartam adódik ily módon a 246-os pluton izotopra. A páros tömegszámú pluton izotopok közül tehát a 242-es és 244-es lesznek a legstabilisabbak. Ha még a páratlan tömegszámú pluton izotopokat vizsgáljuk, akkor a 237-es tömegszámú ismert izotopból kiindulva rendre 40 nap, $2,4 \cdot 10^4$ év, 10 év sorozatot kapunk. További extrapoláció a 243-as, illetve 245 izotopokra néhány napos, ill. néhány órás átlagos élettartamot ad. Következésképp a plutonium összes lehetséges izotopjai közül a legstabilabb az előbb említett két izotop, melyek közül az egyik nyilvánvalóan a plutonium főizotopja. (Ez utóbbi állítást az ismert izotopok főizotopjainak az 5-ik periodusban való elhelyezkedése is egyértelműen mutatja.)

Hasonló módon sikerült megjósolni, hogy igen stabilisak a 97. rendszámú 247-es izotop, a 98. rendszámú 250-es izotop, a 99. rendszámú 251-es izotop és 100. rendszámú 254-es transzurán izotop. Természetesen ezeknél a távoli transzuránoknál nem interpolációról, hanem mindkét görberendszer mentén vett extrapolációról van szó.

Znoiko eredményeinek csúcspontját azok a számítások képezik, amelyekben mintegy egy évvel a kísérleti eredmények megszületése előtt a 97, 98, 99. és 100. rendszámú transzuránok fő sajátosságait igen pontosan megjósolta. Így pl. észrevehetjük, hogy az 5-ik periodusban a $j = 45-50$ tartományban páratlan j esetén, úgy a páros, mint a páratlan rendszámú magok K -befogással bomlanak. Ebből következik, hogy pl. a 97. rendszámú 243-as izotop is K befogással fog elbomlani és extrapolációval bomlásideje néhány órában állapítható meg. Hasonló törvényszerűség, hogy ebben a tartományban páros j esetén csak a páratlan rendszámú magok bomlanak K -befogással. Ezzel a szabállyal viszont kiderül, hogy a 97. rendszámú 244. izotop ugyancsak K befogásnak esik áldozatul és bomlásideje szintén néhány óra. Teljesen hasonló módon számos egyéb, még ismeretlen izotopra sikerült különböző jóslásokat tenni. Így pl. könnyen érthetővé válik, miért nem találjuk meg a természetben az actinium, radon és

francium elemek számos izotopját. Ezek ugyanis a negyedik periodus végén vannak, tehát egy befejeződő magszerkezeti tipushoz tartoznak és így igen kevésbé stabilisak, bomlásidejük csupán néhány perc vagy másodperc. (Ez általános jelenség és a fordítottja is áll.)

Az alábbi táblázat megmutatja, hogy a vázolt úton nyert következtetések egynémelyikét a kísérleti eredmények máris pompásan igazolták.

Izotop	97 ²⁴³	97 ²⁴¹	98 ²⁴¹
Jósolt bomlásmód	K	K	α
Jósolt felezési idő	órák	órák	percek
Kísérleti eredmény	K, ~4,8 óra	K, ~4,8 óra	α , 43 perc

Ezeknek a szép eredményeknek birtokában Znoiko számos további következtetést vont le a 97, és 98. rendszámú elemek legkülönbözőbb izotopjaira nézve, és útmutatást ad arra vonatkozólag, hogy hogyan lehetne ezeket az adatokat kísérletileg ellenőrizni.

Az eddigiekben ismertetett zseniálisan egyszerű és közérthető módszerek és megfigyelések segítségével a szovjet tudomány újra kitűnő példáját adta annak, hogy olyan területen, amelyek korábbi rendszertelen és alaposan át nem gondolt kutatások semmi lényeges eredményre sem vezettek, a rendszeres, pusztán a tényekre és azok *módszeres csoportosítására* támaszkodó kutatás igen is találhat új pozitív és szép eredményeket. Znoiko számításai egyúttal azt is mutatják, hogy a szovjet tudósok súlyt fektetnek arra, hogy a legegyszerűbbnek látszó vizsgálataikkal is kidomborítsák az elméleti tudománynak azon legfontosabb feladatát, hogy a meglévő tapasztalati anyag rendszerezésével olyan szilárd alapokat teremtsenek, melyekből új eredmények és adatok *megjósolása* nagy biztonsággal lehetővé válik. Legyen szabad még kiemelnünk, hogy Znoiko vizsgálatainak egyik fő hajtóereje a haladó nemzeti hagyományokban, t. i. Mendelev zseniális periodusos rendszerének értékelésében gyökerezdik.

Az előzőkben láttuk, hogy Znoiko az atommag felépítésének vizsgálatát az \bar{u} n. individuális részecske modell alapján végzi, vagyis azon az állásponton van, hogy minden egyes, a magba beépülő újabb részecske az összes többi, már meglévő nukleon átlagos erőterében mozog. Ismeretes, hogy a magerők rendkívüli nagysága, a nukleonok közti erős kölcsönhatás miatt ez az álláspont nem adhat olyan hű képet a magról, mint a másik ismert konkuráló modell, t. i. a statisztikus kép, melyben a magot

felépítő nukleonok egyénisége teljesen elmosódik, s az egész magot valamilyen egységes szerkezetű, különleges anyagú gáznak vagy folyadékseppnek tekintjük, melyre (a proton és neutron feles spinje miatt) a Fermi-statisztika érvényes. Éppen ezen oknál fogva a Znoiko által megadott individuális részecske-beépülés szkémája csak kvalitatív. A magfelépítés szakaszosságának szigorúbb elméleti vizsgálatát statisztikus módszerek segítségével a legutóbbi időben *Ivanenko*, *Rodicsev* (5) és *Szokolov* (6) végezték el.

Gondolatmenetük a következő. Mint ismeretes, az atomokban kialakult elektrónhéjak szerkezete különféle rendellenességeket mutat. Példának okáért a 3d-pályák beépülése nem kezdődik meg az Ar után, a 19-es rendszámú elemnél, ahogyan elemi megfontolással várható lenne, hanem itt előbb a 4s-héj kezd épülni. Hasonló anomáliák később is előfordulnak. Nevezetes mármost az, hogy a Fermi-statisztika segítségével ezek a szabálytalanságok pontosan kiszámíthatók. Ez az ismert tény arra készítette Ivanenket és munkatársait, hogy ugyanezt a módszert az atommagra is alkalmazva a magban kialakuló proton- és neutron-héjak szerkezetét meghatározza.

A számítás menete a következő. A Fermi-statisztika módot nyújt a következő kérdés megválaszolására: * Adva van nukleonoknak (általánosabban: feles spinű részecskéknél) egy rendszere, hány részecske impulzusmomentuma esik egy előírt dM tartományba? Miután az impulzusmomentum kvantált mennyiség, célszerű a kérdést rögtön úgy felvetni, hogy hány részecske impulzusmomentum-kvantumszáma esik l és $l + 1$ közé? Ezt a számot a

$$\Delta n_l = \frac{8}{h} (l + \frac{1}{2}) \int \left\{ \left(\frac{3h^3}{8\pi} \right)^{2/3} \varrho^{2/3} - \frac{h^2}{4\pi^2} (l + \frac{1}{2})^2 \frac{1}{r^2} \right\}^{1/2} dr$$

formula adja meg, hol $\varrho = \varrho(r)$ a nukleon-anyag sűrűsége (centrális szimmetriát tételezünk fel). Az integrális határai úgy választandók meg, hogy az integrandusz mindig valós maradjon.

A lényeges nehézséget ezen képlet alkalmazásánál a maganyag sűrűségének, a $\varrho(r)$ függvénynek meghatározása okozza. Ezt a mennyiséget lehetne például empirikus, vagy pedig önkényes módon felvenni, esetleg félempirikus úton meghatározni. Ezt az utat követték később *Born* és *Yang* (8). Ezzel szemben a fent-nevezett szovjet szerzők kezdettől fogva a lényegesen nehezebb, de exakt utat követték: A sűrűségfüggvényt is a Fermi-statisztika alapján kívánták meghatározni.

*L. pl. *Gombás*, (7).

Erre a célra önként kínálkozik az ú.n. *Thomas—Fermi*-féle elméletnek az atommagra való alkalmazása. Megjegyezzük, hogy egészen más célból ezirányú kutatások nálunk is történtek. (L. pl. (9)). Ezeknek a vizsgálatoknak alapgondolata a következő: A magrészecskék közt ató erők, a *magerők* potenciálja egy olyan parciális differenciálegyenletnek tesz eleget, melynek megoldása a magtól nagy távolságban az ismeretes $e^{-\mu r}/r$ *Yukawa-potenciál* alakját ölti. A potenciálegyenletben a $V = V(r)$ ismeretlen potenciálfüggvény mellett szerepel a $\varrho = \varrho(r)$ magsűrűség is. A Fermi-statisztika azonban összefüggést ad e két mennyiség között, nevezetesen kiszámítható, hogy a részecske-sűrűség a potenciál 3/2-ik hatványával arányos. A megoldandó differenciálegyenletben így már csak egy ismeretlen függvény lép fel. Ezt az egyenletet közelítő, numerikus úton sikerült megoldani, s így végre előttünk áll a keresett $\varrho = \varrho(r)$ függvény.

Semmi akadályja nincs már ezekután, hogy ennek felhasználásával kiszámítsuk a fentebb idézett képlet alapján a Δn_l mennyiséget, majd ebből meghatározzuk, hogy adott N neutron, ill. Z proton közül hány rendelkezik egy bizonyos l mellékvantumszámmal.

Ilymódon máris eljutottunk az atommagok felépítésének egy szigorúan megalapozott héjszerkezetéhez: *Egy adott $l = 0, 1, 2, \dots$ mellékvantumszámmal rendelkező összes neutronok, ill. protonok képeznek egy-egy neutron, ill. proton-héjat.* A nyert számszerű adatok egyébként jól fedik a tapasztalatot.

Összefoglalva kidomborítjuk, hogy a szovjet elméleti magfizika, lépést tartva a hatalmasan kibontakozó kísérleti eredményekkel, az utóbbi időben a magszisztematika és a magfelépítés elméleti kérdéseinek terén is igen nevezetes eredményeket ért el.

Román Pál,
Egy. Fizikai Int.
Budapest

IRODALOM:

1. Znoiko: Dokl. A. N. SzSzsZR. 68. No 5., 1949.
2. Znoiko: Dokl. A. N. SzSzsZR. 68. No 6., 1949.
3. Znoiko: Dokl. A. N. SzSzsZR. 69. No 2., 1949.
4. Znoiko és Szjemisin: Dokl. A. N. SzSzsZR. 74. No 5., 1950.
5. Ivanenko és Rodicsev: Dokl. A. N. SzSzsZR. 70. No 4., 1950.
6. Szokolov és Ivanenko: Dokl. A. N. SzSzsZR. 74. No 1., 1950.
7. Gombás: Die statistische Theorie des Atoms, Springer, Wien, 1949., p. 168.
8. Yang: Proc. Phys. Soc. A. 64., 1951., p. 632.
9. Román: Acta Phys. Hung. 1., p. 107, 1951.

Középiskolai kísérletek az indukcióra (önindukcióra) és a váltóáram tulajdonságaira

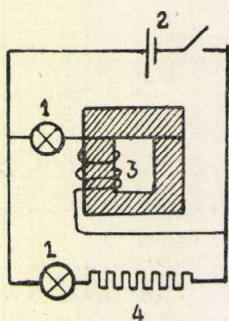
(Folytatás)

C) Önindukció jelenségének bemutatása

Az önindukcióval kapcsolatban két jelenséget kell bemutatnunk:

1. bekapcsoláskor (feszültség növelésekor) az áramerősség lassan nő fel;
2. kikapcsoláskor (feszültség csökkenésekor) az áramerősség lassan csökken zérusra.

Az első jelenséget közvetlenül mutatja a következő kísérlet (10. ábra).



10. ábra

Berendezés leírása:

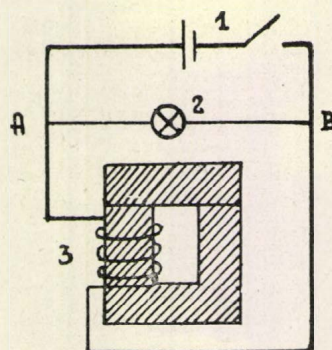
1. 3,5 V-os, 0,2 A-es zseblámpaelem;
2. zseblámpaelem;
3. 1200 menetes tekercs vasmaggal;
4. a tekercs ellenállásával egyenlő nagyságú, de önindukciómentes (bifilárisan csévelt) ellenállás. Jelen esetben 10 ohm. (Vehetjük ellenállás-szekrényből, de házilag is elkészíthetjük.)

Jelenség lefolyása: Az áramkör zárásakor a *felső izzólámpa később gyullad ki*, mint az alsó. A tekercs önindukciója tehát késlelteti az áramerősség növekedését. — Kikapcsoláskor viszont a felső lámpának később kellene kialudnia, mint az alsónak. Ez azonban nem következik be; magyarázata természetesen, ha a kapcsolást gondosan végignézzük. Az áramkör megszakításakor ugyanis az önindukciós áram az alsó lámpán is keresztülmegy. Az önindukciós áram tehát a felső lámpából, a tekercsből, a 10 ohmos ellenállásból és az alsó lámpából álló körön keresztül zárul. A két lámpa ezért egyidőben fog kialudni. Valószínű, hogy ez a kialakítás az áramkör megszakítása után következik be valamivel, de az időtartam nem oly nagy, hogy észlelni lehessen.

A jelenség bemutatása akkor lesz teljes és meggyőző, ha a záróvasmag eltolásával (az önindukció csökkentésével) bemutatjuk azt is,

hogy ilyenkor a felső lámpa késése kisebb, sőt el is marad. A két lámpa egyidőben gyullad fel.

A *kikapcsoláskor* fellépő önindukciós feszültséget is jól mutatja a következő kísérlet. — Berendezés leírása (11. ábra):



11. ábra

1. zseblámpaelem;
2. zseblámpaelem (3,5 V, 0,2 A);
3. 120 menetes tekercs zárt vasmaggal.

A jelenség lefolyása: Az izzólámpa *bekapcsoláskor is, kikapcsoláskor is felvillan*, közben azonban gyengén, vagy egyáltalában nem ég.

Magyarázat. Bekapcsoláskor a tekercsben a bekapcsolt árammal ellenkező irányú áramot hoz létre az önindukciós feszültség, ami ezért lassítja a tekercsben az áramerősség kialakulását. Az áramerősség a tekercsben fokozatosan nő fel végleges értékére. A tekercs a bekapcsoláskor tehát úgy viselkedik, mintha nagy ellenállása lenne és ez a nagy ellenállás okozná a kezdeti kis áramerősséget. Az ellenállás a bekapcsolás utáni időpillanatokban fokozatosan csökkenni látszik, és végül is eléri végleges értékét. Mindez most azt eredményezi, hogy a tekercsnek kezdeti, látszólagos nagy ellenállása miatt bekapcsoláskor a vele párhuzamosan kötött izzólámpán nagyobb áramerősség megy keresztül, mint később, amikor már a tekercs ellenállása végleges kis értékét felveszi. Bekapcsoláskor tehát a lámpa felvillan, de utána kialszik, vagy csak gyengén ég. Ilyenkor már a tekercs kis ohmikus ellenállása a zseblámpaelem számára rövidzárlatot jelent. Ezért nem ég a lámpa. — Ha zseblámpaelem helyett akkumulátorral végezzük a kísérletet, kössünk közvetlenül az akkumulátor után 4–8 ohm ellenállást!

Mi történik kikapcsoláskor? Most a tekercsben az eredeti árammal egyező irányú áramot

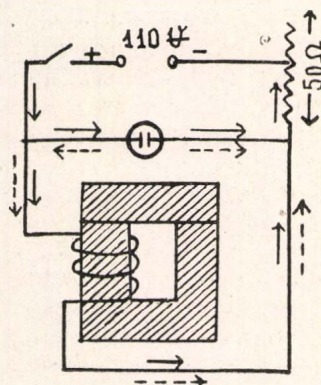
hoz létre az önindukciós feszültség, ami az eredeti áramot a kikapcsolás után is egy ideig még fenntartja a tekercsben. Ez az önindukciós áram a megszakítás után csak a lámpán folyhat keresztül. A lámpán keresztül lendülő töltésmennyiség oly erős felvillanást okoz, hogy a lámpa majdnem kiég. — E kísérlet tehát jól demonstrálja az elektromos áram „tehetetlenségét” mindkét aktusnál: bekapcsolásnál és kikapcsolásnál egyaránt.

Ha a záróvasmagot eltoljuk (csökkentjük az önindukciót), a felvillanások gyengülnek, a záróvasmagot teljesen levéve meg is szűnnek.

A jelenséget más módon is magyarázhatjuk. Összeállításunkban az izzólámpa tulajdonképpen a feszültségmérő szerepét játssza, és pedig méri a tekercs végei (*A* és *B*) közötti feszültséget. Bekapcsoláskor a tekercs ellenállása látszólag nagy, ezért Ohm törvénye szerint az *A* és *B* pontok közötti feszültség is nagy lesz, a lámpa tehát felvillan, kikapcsoláskor viszont az *A* és *B* pontok között fellépő nagy önindukciós feszültség villantja fel a lámpát.

A kísérlethől sokat lehet tanulni. Azon gondolkodhatunk, hogy a jelenség lefolyását, magyarázatát hogyan tehetjük a tanulók számára még egyszerűbbé, világosabbá, közvetlenebbé. Ilyen szempontból kísérleteink sohasem lehetnek befejezettek.

Még többet mutat a fenti kísérletnél a következő kísérlet. A berendezés lényegileg megegyezik az előbbivel. Most áramforrásul a hálózati egyenáramot használjuk kb. 50 ohmos



12. ábra

ellenálláson keresztül, a zseblámpaizzó helyett pedig 110 voltos ködfénylámpát, 120 menetes tekercs helyett az 1200 menetes tekercset iktatjuk be (12. ábra).

A jelenség hasonlóan játszódik le, mint az előbb. A ködfénylámpa az áramkör zárásakor és nyitásakor felvillan; és pedig zárásakor az egyik elektródjának környezete, nyitásakor pedig a másik elektródé villan fel, azaz nyitásakor és

záráskor a lámpán *ellenkező irányú áram* halad keresztül. A jelenség különösen jól észlelhető, ha olyan ködfénylámpát használunk, amelynek elektródjai egymástól jól megkülönböztethetők. Ez a jelenség minden bizonnyal az előbbi kísérletünkénél is megvolt, csak izzólámpa esetében az áramirányok különbözőségét nem észlelhattuk. Utóbbi kísérletünknek jelentősége éppen abban van, hogy az áramirányokról is felvilágosítást ad.

A jelenség magyarázata egyszerű, legtöbbször a tanulók maguk rájönnek. Ábránkba berajzoltuk az áram irányát mindkét esetben. Záráskor a folyamatosan kihúzott nyilak jelzik az áram irányát, nyitásakor pedig a pontozott nyilak.

D) Váltóáram alaptulajdonságai

Kísérleteinket két csoportra osztjuk.

1. Váltóáram körébe nagy önindukciójú tekercset kapcsolunk.

2. A körbe kondenzátort kapcsolunk.

Az első csoportba tartozó kísérleteknél ugyanazt a berendezést használjuk fel, amelyet már az önindukciónál is bemutattunk (10. ábra). Áramforrásul továbbra is zseblámpaelemet, vagy akkumulátort, azaz egyenáramú áramforrást használunk, és az áramkör nyitásával-zárásával ritkább, majd sűrűbb *áramlökéseket* hozunk létre. A tanulóknak a tapasztalat szerint általában nem okoz nehézséget, hogy váltóáram helyett csak egyirányú lökésekkel dolgozunk.

Berendezésünkkel a következő tapasztalatokat nyerhetjük.

Minél sűrűbbek az áramlökések, a felső lámpa annál gyengébben villan fel, sőt elég sűrű áramlökések esetén ki sem gyúl. Az alsó viszont szépen világít. Szaporítva tehát az áramlökések számát, a tekercsen áthaladó áramerősség csökken. A tekercs úgy viselkedik, mintha ellenállása megnőne; és pedig minél gyakoribbak az áramlökések, annál nagyobbak tűnik fel a tekercs ellenállása. — A berendezéssel demonstrálható az „ellenállásváltozásnak” az önindukciós együttthatótól való függése is. Ha csökkentjük az önindukciót a záró vasmag eltolásával, még szaporá áramlökések esetében is világítani fog valamelyest a tekercs körébe kapcsolt izzólámpa. Sőt, levéve a tekercset a vasmagról, a két lámpa egyformán világít. Kis önindukciós együtttható esetén tehát kisebb, nagy önindukció esetén nagy a tekercs ellenállása az áramlökésekkel szemben.

Így készíthetjük elő azokat a legfontosabb eredményeket, amelyeket váltóáramú körbe kapcsolt önindukció esetén

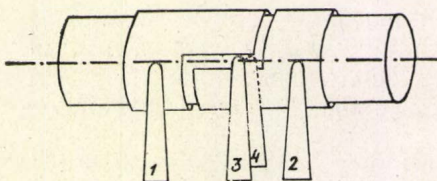
$$R = \sqrt{r^2 + (2\pi nL)^2}$$

összefüggésben foglalunk össze. Kísérletünk kvantitatív összefüggéseket nem szolgáltat ugyan, de kvalitatíve jól mutatja a teljes ellenállás (R = impedancia) függését a frekvenciá-

tól (n) és az önindukciós együtthatótól (L). (r a tekercs ohmikus ellenállása.)

Berendezésünkkel az áramerősség fáziskésése is kimutatható a feszültséghez képest. A bifiláris ellenálláshoz kapcsolt izzólámpa ugyanis voltmérő szerepét játssza. Ennek felvillanásai egyidőben történnek az áramkör zárásával, amikor a feszültség fellép a tekercs két végén. Az önindukciós tekercssel sorbakapcsolt izzólámpa viszont az áramerősség változását mutatja a tekercsben. Utóbbi felvillanásai késnek az előbbihez képest. — Kvantitatív összefüggésekre most sem tudunk következtetni, a késés tényét azonban közvetlenül tapasztaljuk. Fogyatékosága kísérletünknek, hogy a késést csak a lámpák kigyulladásainál tapasztaljuk, az elalvásnál nem. Az önindukciós kísérleteknél azonban oly sok oldalról tapasztalhatták már a tanulók az önindukció szerepét és lefolyását, hogy ez a fogyatékoság komoly problémát tanításunkban nem jelent. Nem részletezzük, csupán megemlítjük, hogy az önindukciónál használt második berendezésünkkel is bemutathatjuk az önindukciós tekercsnek ellenállás-növekedését váltóárammal szemben.

Ha mégis úgy gondoljuk, hogy a váltóáram tulajdonságainak tárgyalásánál a tanulókat zavarja, hogy egyirányú áramlökésekkel dolgozunk váltóáram helyett, akkor alkalmazzunk kommutátort, amelynek segítségével egyen-
feszültséget váltófeszültséggé alakíthatunk át. Ilyen készüléket vázoltunk a 13. ábrában.

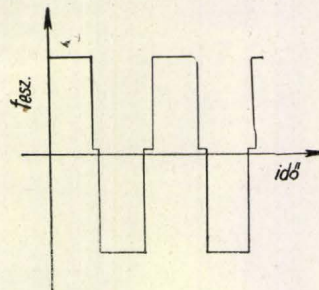


13. ábra.

Lényege egy hengeres farúd (10 cm hosszú, 3–4 cm átmérőjű), amelyet szimmetriatengelye ($O-O$) körül forgatunk. A rúdra az ábra szerint egymástól elszigetelten hengeres rézlemezeket erősítünk,¹ amelyekhez 4 drb. rézlemez (kefék) rugalmasan érintkezik. Az 1 és 2 lemezekhez kötjük az egyenáramú áramforrás sarkait, a váltófeszültséget pedig a 3 és 4 érintkezőkön kapjuk. Szinuszos váltófeszültség helyett a 14. ábrában felrajzolt feszültségváltozásokkal dolgozunk, ami céljainknak jól megfelel. A fordulatszám változásával változtathatjuk a váltófeszültség frekvenciáját.

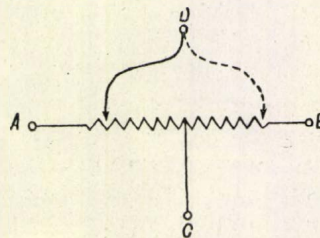
¹ A lemezek közötti hézagot pecsétviaszal, vagy méhviasz és gyanta 1 : 1 arányú olvasztott keverékéből készült kittel töltjük ki.

Tolóellenállás felhasználásával is előállíthatunk váltófeszültséget, ha az ellenállás köze-



14. ábra.

péről egy leágazást (C) készítünk (15. ábra). Az egyenáramú áramforrás sarkait az ellenállás végpontjaihoz (A és B) kötjük. Ha a csúszó-érintkezőt ide-oda toljuk, a C és D pontokon váltófeszültséget kapunk. Fenti kísérleteinkben 5–10 ohmos tolóellenállást használjunk.



15. ábra.

Ha rendelkezésünkre áll hálózati váltóáram, akkor elvégezhetjük a következő kísérletet is. Közöséges izzólámpával (110 V, 40–60 W) sorbakötünk önindukciómentes ellenállást, majd zárt vasmagos, nagy önindukciójú tekercset (1200 menet). A két ellenállás egyenlő értékű, jelen esetben mindegyik 10 ohm. Az önindukciómentes ellenállás esetén a lámpa ég, a zárt vasmagos tekercs esetén viszont nem világít. A záró vasmagot fokozatosan eltávolítva, a lámpa egyre erősebben világít. Az önindukciós tekercs tehát úgy viselkedik, mintha ellenállása a váltóárammal szemben megnőne; ez a növekedés annál nagyobb, minél nagyobb az önindukciós együttható. Ha egyenáramú áramforrást használunk, mindkét esetben lámpánk egyformán ég.

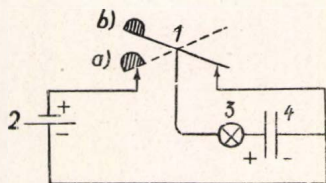
Kísérleteink második csoportja a kondenzátor szerepét mutatja be váltóáramú áramkörben. Ezek a kísérletek is csak kvalitatív megfigyelésre alkalmasak.

Berendezés leírása (16. ábra):

1. Morse-érintkező,
2. zseblámpaelem, vagy 6–8 voltos akkumulátor,
3. zseblámpaizzó (3,5 V, 0,2 A),
4. 1000 mikrofárados elektrolitikus kondenzátor (6–8 V csúcsfeszültséggel).²

A kísérlet lefolyása. Az érintkező lenyomásakor (a helyzet) a kondenzátor az izzólámpán át

feltöltődik, felengedésekor (*b* helyzet) pedig ugyancsak az izzólámpán át kisül. A lámpa *mindkét aktusnál felvillan*. Ha a feltöltések-kisülések elég gyorsan követik egymást, elérhetjük, hogy a lámpa folyamatosan ég. Minél sűrűbben követik egymást a feltöltések-kisülések, annál erősebben ég a lámpa. — Kisebb kapacitású



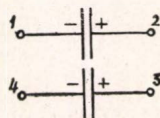
16. ábra.

kondenzátort alkalmazva, a lámpa kevésbé, sőt egyáltalán nem villan fel; nagyobb kapacitás esetén pedig esetleg ki is ég. Kísérletünkben a lámpa az áramerősségmérő szerepét játssza. Az áramerősség annál nagyobb, minél nagyobb a kapacitás, és minél szaporább a töltés-kisülés.

Ha váltóáramú körbe kapcsoljuk be az izzólámpát a kondenzátoron át, lényegében nem történik más, mint az előbbi kísérletünkben. A kondenzátor az izzólámpán keresztül feltöltődik, kisül, majd ellenkező értelemben töltődik fel, ismét kisül, stb. A lámpa annál erősebben ég, minél nagyobb a váltóáram frekvenciája, és minél nagyobb a kondenzátor kapacitása. Eredményeinket másképpen is megfogalmazhatjuk. A kondenzátor a váltóáramot átengedi és úgy viselkedik, mintha a váltóárammal szemben ellenállása is lenne; és pedig ellenállása nő, ha a frekvencia, vagy a kapacitás, esetleg mindkettő csökken.

A fentebb leírt kommutátor közbeiktatásával a kísérletet váltóárammal is elvégezhetjük.

² Ilyen nagyméretű kondenzátorokhoz csak elektrolitikus kivitelben tudunk hozzájutni. Vigyázzunk az elektrolitikus kondenzátorok bekapcsolására. + -al jelölt fegyverzetét az áramforrás pozitív sarkához, a - -al jelölt fegyverzetét az áramforrás negatív sarkához kössük! Különben a fegyverzetek közötti szigetelő oxidréteg elektrolízis közben feloldódik. A továbbiakban leírt kísérleteinkben néhány másodpercig váltóáramú körben is alkalmazhatunk elektrolitikus kondenzátorokat. Ilyen esetben célszerű két kondenzátort használni, amelyeket úgy kapcsolunk össze, hogy a 2. és 3. fegyverzeteket összekötjük és a váltófeszültséget az 1. és 4. fegyverzetekre helyezzük.



Egy bizonyos irányú áramlökés esetén az egyik, ellenkező irányú áramlökés esetén a másik kondenzátor működik kondenzátorként.

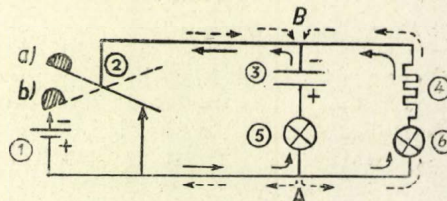
Elektrolitikus kondenzátorok használata esetén a lábjegyzetben megadott módon járjunk el.

Hálózati váltóáram alkalmazása esetén 6 mikrofardos blokk-kondenzátort³ kapcsolva 110 voltos, 40 wattos izzólámpa körébe, a lámpa gyengén világít. A 6 mikrofardos blokkal párhuzamosan kötve még 4 mikrofardos blokkot, a lámpa erősebben világít. Ha egyenáramú hálózat is rendelkezésünkre áll, feltétlenül meg kell mutatnunk azt, hogy egyenáram esetében a kondenzátor körébe kapcsolt lámpa nem világít.

Súlyos problémát szokott okozni kapacitás esetében a fáziseltolódás megértése a tanulókkal. Önindukció esetében az áramerősség később a feszültséghez képest. Ezt még talán könnyebben megértik. Nagyobb meglepetést okoz azonban kapacitás esetében a feszültség fáziskésése az áramerősséghez képest. Miért marad el a feszültség az áramerősséghez képest?

A megértést talán elősegíti a következő kísérlet.

Berendezés (17. ábra):



17. ábra.

—→ áramirány a kondenzátor feltöltésekor
- - -> áramirány a kondenzátor kisülésekor.

1. kb. 8 V-os egyenáramú áramforrás,
2. Morse-érintkező,
3. 1000 mikrofardos elektrolitikus kondenzátor,
4. 30—40 ohm önindukciómentes ellenállás,
- 5—6. zseblámpaizzók (3,5 V, 0,2 A).

A kísérlet lefolyása. A Morse-érintkezőt *b* helyzetbe billentve, mindkét izzólámpa felvillan, és pedig a kondenzátor körében lévő lámpa *előbb*, mint az ellenállás körébe kapcsolt lámpa. Utóbbi mindaddig világít, amíg az érintkező az *a* helyzetbe nem kerül. Ekkor elalszik az ellenállás körében lévő lámpa, de egy pillanatra felvillan a kondenzátor körében lévő.

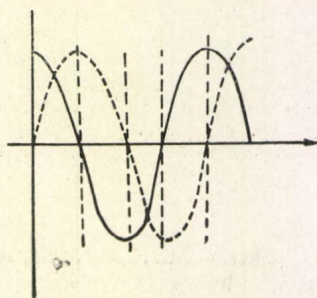
Hogyan értékelhetjük ki a kísérletet? A 6 lámpa az ellenállással együtt voltmérő szerepét játssza. Akkor világít, ha A és B pontok között van potenciálkülönbség. Az 5 lámpa pedig az áramerősségmérő szerepét tölti be. — Az érintkezőt *b* helyzetbe hozva, a kondenzátor fel-

³Ennél a kísérletnél régebbi típusú blokkokat használtunk, amelyekben sztaniollemezék a fegyverzetek, és közöttük paraffinnal átitatott papír van. Ezeket minden további nélkül váltóáramú körbe is bekapcsolhatjuk.

töltődik. Ez a feltöltődés nagy „lendülettel”, nagy kezdeti áramerősséggel indul meg. A kondenzátorlapok ugyanis még üresek és nagy töltésmennyiséget vesznek fel. Az 5 lámpa felvillan. Az első pillanatokban a kondenzátor gyakorlatilag úgy viselkedik, mint egy vastag drót, rövidzárlatot jelent. Ennek következménye hogy A és B pontok között nincs feszültség. A 6 lámpa nem világít. Amint a kondenzátor egyre jobban töltődik, az A és B pontok között egyre jobban nő a feszültség, de ugyanakkor egyre kevesebb töltésmennyiség is áramlik a kondenzátorlapokra. Az áramerősséget mérő izzólámpa kialszik, a feszültségmérő lámpa viszont kigyullad.

Elég természetes magyarázatot adhatunk a jelenség második mozzanatára is. Ha az érintkezőt *hirtelen* az a helyzetbe hozzuk, akkor a kondenzátort rövidere zárjuk. A feltöltött kondenzátor a rövidzárlaton kisül. Az 5 lámpa felvillan. Közben a feszültség az A és B pontok között nullára esik, a 6 lámpa elalszik.

Az eddigiekben már benne is van a lényeg, amiért a kísérletet végezzük. Az áramerősségmérő lámpa előbb villan fel, mint a feszültséget mérő lámpa, és az áramerősség már ellenkező irányba csap át (l. a 17. ábrában megjelölt



18. ábra

áramirányokat), amikor a feszültség maximális értékéről még csak zérusra esik. Váltóáramú áramforrást használva, a folyamat nem szakad meg. A kisült kondenzátor ellenkező értelemben töltődik fel; feltöltődése most is nagy áramerősséggel indul, ami zérusra csökken, miközben a kondenzátor feszültsége ellenkező értelemben, mint az előbb, felnő.

Igen tanulságos a folyamatokat grafikusán végigkísérni. Kísérletünkben a feltöltődések és kisülések lökészerűleg játszódnak le, a grafikus ábrázolásban fokozatos, éspedig szinuszos változásokat tüntetünk fel (18. ábra). Azt az ideális esetet ábrázoljuk, amikor váltóáramú áramforrásunk szinuszos feszültségváltozást szolgáltat. A kihúzott vonal az áramerősségváltozást, a szaggatott vonal a feszültségváltozást mutatja.

Menjünk végig még egyszer a lejátszódó folyamatokon.

Az áramerősség nagy kezdeti értékkel indul, és fokozatosan zérusra csökken, miközben a

feszültség zérusról maximális értékére nő fel. (Feltöltődés folyamata.)

Következő mozzanat: Az áramforrás feszültsége a maximális értékről zérusra esik. Ez az esés szinuszos változás esetén kezdetben lassan, később gyorsabban játszódik le. Ennek megfelelően az áramerősség — az előbbivel ellenkező irányban — zérusról fokozatosan nő fel maximális értékére. (Kisülési folyamat.)

Most ismét töltődési folyamat indul meg és éppen ezzel a maximális áramerősség-értékkel indul (ugyanúgy mint a kísérlet kezdetén). Az áramerősség ismét fokozatosan csökken, miközben a feszültség zérusról maximális értékére nő, de a kondenzátor ellenkező értelemben töltődik fel. Ezt a feltöltődést újból kisülés kíséri és a jelenség most már ismert módon folytatódik.

Az áramerősség tehát — ha a körben csak kapacitás van — 90° -kal előre siet a feszültséghez képest.

Úgy érezzük, hogy a kísérlet lefolyása és magyarázata még nem elég kidolgozott, de az út, amire rátértünk, talán nem rossz.

A fenti kísérletek a váltóáram tulajdonságait csak a legegyszerűbb esetekben mutatták be: az áramkörben vagy csak kapacitás, vagy csak önindukció volt. Hátra van még azoknak az eseteknek a tárgyalása, amikor az áramkörben mindkettő szerepel. Ezeknek a tárgyalása az elektromos rezgőkörökhöz vezet bennünket, amelyeket talán egy későbbi beszámolóban tárgyalunk.

*

E kísérletek bemutatásának célja érdeklődésfelkeltés volt csupán. Nem meríthettük ki valamennyi lehetőséget, amelyekkel a fenti jelenségeket bemutathatjuk. Sok más eljárásról olvashatunk az irodalomban és bizonyára sok tapasztalattal, ötlettel tudják kartársaink is gazdagítani a sorozatot. Lehet, hogy a beszámoló elolvasása is kartársaink közül sokakban fog jól használható gondolatokat ébreszteni, amelyeket mindnyájan tudunk alkalmazni tanításunkban. Ha e kísérletek leírása valóban hozzájárult egy ilyenszerű, széleskörű munka megindulásához, akkor e leírással elértük célunkat.

MEGJEGYZÉSEK

Hibás ábralenyomatok miatt néhány ábra javításra szorult: A 12. ábrában a lámpától jobbra lévő szaggatott nyíl iránya megfordítandó. — A 13. ábrában a szimmetria tengely végeinél elmaradt a 0-0 jelzés. Nem világos továbbá az ábrában, hogy a 4. érintkező, a henger mögött van. — A 14. ábrában lévő rövid, vízszintes vonaldarabkák az idő-tengely fölött vannak, pedig ezeknek az időtengelyre kell esniük. — A 18. ábra sin- és cos-görbét tüntet fel, a függőleges szaggatott vonalaknak tehát egyenlő távolságban kellene lenniük.

dr. Tarján Imre,

Egyet. Orvosi Fizikai Int., Budapest

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Az atomfizikai állandók értéke. Az Uszpehi Fiziceszkij Nauk 1951. novemberi száma közli Du Mond és Cohen nyomán a fizikai állandók értékét a legutolsó legpontosabb mérések alapján. A főbb állandók értéke a következő:

Avogadro-szám:

$$N = (0,02544 \pm 0,00011) \cdot 10^{23}.$$

Fénysebesség vákuumban:

$$c = (2,997902 \pm 0,000007) \cdot 10^{10} \text{ cm sec}^{-1}.$$

Elemi töltés:

$$e = (4,80223 \pm 0,00007) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{1/2} \text{ sec}^{-1}.$$

Elektron tömege:

$$m = (9,10721 \pm 0,00025) \cdot 10^{-28} \text{ g}.$$

Planck-állandó:

$$h = (6,62377 \pm 0,00018) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2 \text{ g sec}^{-1}.$$

Faraday-állandó:

$$F = (96519,4 \pm 0,7) \text{ coulomb}.$$

Finomszerkezet-állandó:

$$\frac{2\pi e}{hc} = (7,29698 \pm 0,00005) \cdot 10^{-3} =$$

$$= (137,0429 \pm 0,0009)^{-1}.$$

Boltzmann-állandó:

$$k = (1,38026 \pm 0,00006) \cdot 10^{-16} \text{ erg fok}^{-1}.$$

Mezon és proton közé eső tömegű részecskék áthatolóképességének meghatározása. Haritonov, Marikjan és Alihanian régebbi munkáikban kimutatták olyan részecskék létezését a kozmikus sugárzásban, melyek tömege nagyobb, mint a π -mezon tömege, de kisebb, mint a protoné. A részecskék impulzusát és hatótávolságát mérték meg és ebből a két adatból számították ki azok tömegét.

Jelen munkájukban a kutatók arról számolnak be, hogy egy új impulzus-spektrométert proporcionális számlálóval kiegészítve az impulzus és hatótávolság mellett a részecskék ionizálóképességét is mérték. A mérést az ismert tömegű proton, π - és μ -mezon ionizációjának mérésével ellenőrizték. Az egyezés jó volt. Az ismeretlen közbülső tömegű részecskék tömegét háromféle módon számították ki. A hatótávolság és impulzus egybevetéséből (régí módszerük) ~ 700 elektrontömeg, az ionizáció mértékéből és az impulzusból $730 - 110$ elektrontömeg, az ionizációból és a hatótávolságból $840 + 200$ elektrontömeg adódott. A kutatók azon véleményüket fejezik ki, hogy a különböző mérések különböző eredménye arra vall, hogy nemcsak egyfajta közbülső tömegű részecskével állnak szemben. A különböző tömegű ismeretlen részecskék hatótávolságának is különbözőeknek kell lenniök, ionizálóképességük a μ -mezonénak kb. kétszerese. A mérőberendezés jelenlegi pontossága még nem engedi meg a különböző tömegek szétválasztását. (Dokl. Akad. Nauk SzSzsZR. 80. No. 2. 1951.)

K. L.

A kozmikus sugárzásban előforduló részecskék tömegéről. Azimov, Birger, Dobrotin, Zsdanov, Kokurin, Szlavatinszkij két kísérletükről számolnak be. Az egyik kísérletben 3250 m magasságban két Wilson-kamrárt expandáltattak egyidejűleg. A felső kamrában 9200 gauss mágneses tér alkalmazásával az áthaladó részecskék impulzusát határozták meg. Az alsó kamrában $11 \text{ drb. } 0,8 \text{ cm}$ ólomlemez volt elhelyezve. Megfigyelték, hogy a felső kamrából érkező részecske melyik ólomlemezben áll meg, így mérték a részecskék hatótávolságát. Az impulzus és hatótáv ismeretében meghatározható volt a részecske tömege és sebessége. — A második kísérletnél az alsó Wilson-kamrárt 5 csoport hodoszkóp-szerűen kapcsolt Geiger-Müller-

számlálócső helyettesítette. A számlálócső-sorozatok közt $0,7 \text{ cm}$ vastag ólomrétegeket helyeztek el. Így ebben a kísérletben is az impulzus és hatótávolság meghatározható volt minden egyes kozmikus részecskére, a kettő együtt lehetővé tette a tömegek és sebességek kiszámítását. — A szerzők a mérési hibákat nagyon részletesen megvizsgálták. A mérések kiértékelése után a következő eredményhez jutottak: A mért részecskék 90% -a a π -mezon, μ -mezon csoportba esett. A megmaradó 10% -ot véleményük szerint a berendezés hibája okozta. Szerzők szerint ez az eredmény ellentétben van Alihanjan és társai következtetéseivel, mely szerint nagyszámú és gyakoriságú π -mezonnál nehezebb mezont kell feltételezni különféle tömeggel. (Dokladi A. N. SzSzsZR. 78. 447—450. 1951.)

K. L.

Elektron tömegnövekedésének hatása a diódák tértöltés-tartományában. S. Visvanatan kiszámította az elektronok relativisztikus tömegnövekedésének hatását a diódák feszültség-áram-görbéjére. A számítás során egyszerűség kedvéért sík elektródákat tételezett fel. A számítás azzal az érdekes eredménnyel járt, hogy a reaktívisztikus effektus nagy teljesítményű elektroncsöveknél lényegessé válhat. (Canad. Phys. 29. 159—62. 1951. március.)

K. L.

A termikus emisszió megnövekedése elektronbombázáskor. BaO katódot elektronokkal bombázva a normális termikus emisszió és a rendes szekundémisszió mellett a bombázás első pár másodperce alatt fokozatosan nő az áram, a bombázás után fokozatosan csökken. Mivel a bombázás után is erősebb az áram, az ok szekundémisszió nem lehet. Johnson szerint a jelenség azzal magyarázható, hogy a bombázás a felület közelében lévő termikus emisszióra alkalmas vezetési elektronok számát növeli meg (Phys. Rev. 1951.)

K. L.

Sebességmérés elektromágneses indukcióval. Perls megvizsgálta annak lehetőségét, hogy az elektromágneses indukció jelenségét sebességmérésre használják fel. A mérés elve a következő: A mérendő sebességű testhez erősített hosszú rúd mágnes egy tekercsben mozog, ez a tekercsben sebességtől függő feszültséget indukál. Az eszköz érzékenysége elméletileg $E/v = 5 - 10 \cdot 10^{-n}$. (E az indukált feszültség, v a sebesség, n a hosszegységre eső menetszám.) Az eszköz vibráló, rázó feszültségek mérésére használható, pl. gépeknél. (Rev. Sci. Instr. 1951.)

K. L.

Az optikai forgatóképesség modellszerű vizsgálata. Servant és Loudette optikailag aktív anyagok forgatóképességét vizsgálták. Az aktív anyag egyes molekuláinak szerepét akarták tisztázni, ezért makroszkopikus modellt építettek. Fény helyett kb. fél méter hullámhosszúságú elektromágneses hullámot állítottak elő, ezt bevezették egy megfelelő méretű henger alakú hullámvezetőbe, olyan hullámformát használva, mely a fény lineáris polarizációjának megfelelő. Az aktív molekula modellje egy szolenoid volt, a hullámhossznál kisebb lineáris méretekkel. Ezt a hullámvezető belsejében, annak tengelyében helyezték el. Azt tapasztalták, hogy ha a szolenoid tengelyét a hullámvezető tengelyéhez képest különböző szögek alatt helyezik el, az elektromágneses hullámok „polarizációsíkját” különböző mértékben forgatja el. Az elforgatás szöge adja az egyes molekulák látszólagos forgatását. A valódi forgatóképességet ezek átlagértéke adja. Érdekes eredményeket szolgáltat a kísérlet a forgatóképesség normális és anomális diszperziójával kapcsolatban is.

(Comptes Rendus 231, 1950, 1052.

„ 231, 1950, 1465.

„ 232, 1951, 46.) B. M.

A mágnesekre ható elektromágneses erő kérdése. Ismeretes, hogy homogén közegben lévő töltésekre az elektromágneses tér által kifejtett erő nagysága

$$\mathbf{f} = e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right).$$

e a töltés, \mathbf{v} annak sebessége, \mathbf{E} az elektromos térerősség, \mathbf{B} a mágneses indukció vektora.) Arra hivatkozva, hogy az erőképletben a \mathbf{B} indukció és nem a \mathbf{H} mágneses térerősség szerepel, Sommerfeld azt javasolta, hogy a mágneses tér primér jellemzőjéül az elektromos \mathbf{E} mintájára \mathbf{B} -t fogadjuk el és ne \mathbf{H} -t. Szerinte \mathbf{B} érdemelné meg a „mágneses térerősség” nevet, \mathbf{H} pedig a \mathbf{D} elektromos eltolási vektorhoz hasonlóan csak leszármaztatott mennyiségnek tekinthető. Ennek kapcsán vetődött fel a kérdés: \mathbf{H} vagy \mathbf{B} határozza meg a mágneses tér által a mágnesekre kifejtett erőt? Az atomfizikai kutatások megmutatták, hogy nem minden mágnesség vezethető vissza köráramokra, így a ferromágnesség sem. Ebből következik, hogy az ilyen mágnesekre ható erő nem származtatható fenti erőképezésből. Mivel a mágnesek szilárdsága folytán fellépő rugalmas feszültségek a közvetlen kísérleti meghatározást igen megnehezítik, analógiákon alapuló elgondolásokból kell kiindulnunk. Az egyik lehetőség az, hogy az elektromos és mágneses „polarizációs töltések” közt fennálló hasonlóság alapján a térfogategységre ható erőt

$$\mathbf{f} = -\operatorname{div} \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}$$

alakúnak tételezzük fel. (\mathbf{m} a térfogategységben lévő anyag mágneses momentuma.) Mások, így Sommerfeld is ezzel szemben a köráramok és mágnesek hatásának azonosságára hivatkozva az

$$\mathbf{f} = \operatorname{rot} \mathbf{m} \times \mathbf{B}$$

erőtörvényt ajánlják. Légüres térben elhelyezett mágnesűre mindkét feltevés szerint

$$\mathbf{L} = \mathbf{M} \times \mathbf{H} = \mathbf{M} \times \mathbf{B}$$

nagyságú forgatónyomaték hat. (\mathbf{M} a mágnes teljes momentuma.) Polározható közegben azonban az első feltevés az

$$\mathbf{L} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}, \quad (*)$$

a második pedig az

$$\mathbf{L} = \mathbf{M} \times \mathbf{B}$$

forgatónyomatékre vezet. Többen, így Döring és Gans arra mutattak rá, hogy Sommerfeld feltevéséből a tapasztalatnak és fizikai szemléletünknek ellentmondó következmények vezethetők le, ezért általában a forgatónyomaték (*) alakját fogadják el. Ebből arra lehet következtetni, hogy \mathbf{H} határozza meg a mágnesűre ható forgatónyomatékot, tehát a „mágneses térerősség” használata jogosult. — Érdemes megjegyezni, hogy a relativitáselmélet módszereit felhasználó számítás a Sommerfeldétől kissé eltérő

$$\mathbf{f} = \operatorname{rot} \left(\frac{1}{\mu} \mathbf{m} \right) \times \mathbf{B}$$

erősűrűséget szolgáltatja. (μ a permeabilitást jelöli. Mint kimutatható, ez a feltevés jobban megfelel a köráram-mágnes-párhuzamnak és kiküszöböli a Sommerfeld-féle erőképezés említett hiányosságait is. Így például a mágnesűre ható forgatónyomaték (*) alatt felírt alakjára vezet. — Annak eldöntésére, hogy \mathbf{H} vagy \mathbf{B} határozza meg a mágnesekre ható erőt, fentiekből láthatóan nem egyszerű feladat. A kérdés csak bonyolódik, ha különböző alakú mágneseket kezdünk vizsgálni. (Annalen der Physik VI. Folge 3. 11. 1948. — 6. 69. 1949. — 8. 41. 1950. — 9. 337. 1951. — 9. 363. 1951.) M. Gy

K Ö N Y V S Z E M L E

L. I. Gutenmacher:

Elektromos modellek

(Akadémiai kiadó, Budapest, 1951.)

Ugy a fejlődő természettudomány, mint az egyre inkább tudományos alapokra helyezkedő műszaki tervező munka matematikai problémáinak megoldásában igen nagy segítséget jelent Gutenmacher könyvében ismertetett ú. n. modellezési eljárás.

A modellezés alap gondolata abból a felismerésből származik, hogy a természettudományok különböző ágaiban az egyes jelenségek leírására szolgáló egyenletek nagyfokú formai hasonlóságot mutatnak. Miután a technika az egyes jelenségek csoportok mérésel történő vizsgálata terén különböző pontosságok elérését teszi lehetővé, kézenfekvő, hogy a kérdéses egyenlet megoldása oly módon is történhet, hogy a formai hasonlóság alapján a problémát egy, a mérés elvégezhetősége szempontjából jól kezelhető, egyenletre alakítjuk át és ebben a keresett ismeretleneket, függvényeket mérés útján határozzuk meg. Ily módon a probléma megoldására annak modelljét hoztuk létre. A különböző modell-rendszerek közül kétségkívül az elektromos, ill. az elektromechanikus modellek a legjobban alkalmazhatók, egyrészt a villamos mennyiségek mérésének nagyfokú fejlettsége, másrészt a viszonylagosan kis anyagi befektetések, végül a könnyű és át-

tekinthető kezelés folytán. Miután a modellezési eljárás a gyakorlati esetekben megfelelő gyorsasággal szolgáltatta a kérdéses egyenlet közelítő megoldását, elterjedésének látszólag semmi akadálya nincs. Ezzel kapcsolatban meg kell említeni, hogy éppen azok a modellek, melyekkel a legegyszerűbb felépítés mellett is nagyfokú pontosságot tudunk elérni, a matematikai problémáknak egy-egy speciális csoportját képezik le, tehát megépítésük és üzem-bentartásuk csupán ott célszerű és gazdaságos, ahol a kérdéses egyenlet lényegében változatlan formában számos esetben kerül megoldásra. Ez utóbbi hátrány megszüntetésére éppen az elektromos modellek alkalmazása terén van a legnagyobb remény miután azok hajlékonysága folytán különböző problémáknak megfelelő átalakítások elvégzése a legkönnyebben lehetséges.

További lendületet adott az elektromos modellek fejlődésének az elektroncsövek felhasználása. Ily módon a modellek alkalmazási köre nagymértékben kibővült, bár az elektroncsövek tulajdonságainak az időtől ill. üzemi körülményektől való függése, közvetlen alkalmazásuk esetén az elektromos modellekkel elérhető pontosságot hátrányosan befolyásolja. Viszont a fejlődés várható iránya éppen az, hogy az elektroncsöveket olyan kapcsolásban alkalmazzuk, melyben a fentemlített hátrányos tulajdonságuk egyáltalán nem, vagy csak igen kis mértékben érvényesül.

Megemlíthető az is, hogy a mechanikai modellek segítségével elérhető pontosság általában nagyobb, mint az elektromos modellek esetében, viszont elkészítésük igen költséges és általában csak meghatározott problémák megoldására használhatók.

Mint látható az elektromos és mechanikai modellek különböző vonatkozásban mutatnak előnyöket ill. hátrányokat. Ez utóbbi tény teszi indokoltá, hogy a két rendszer kombinációja — az elektromechanikus modell — számos esetben a legkiválóbb eredményeket mutatja fel.

Gutenmacher könyvében az elektromos és elektromechanikus modellek kifejlesztésében igen jelentős munkát végzett kutató tapasztalatával és látókörével tárgyalja a modellezés elvi és gyakorlati alapjait. Külön ki kell emelni a modellek különböző fajtáinak elvi felépítésében megmutatókozó egységet, ilymódon mutatva rá a modellezésben időnként felbukkanó „próbálkozás” helytelenségére. Az elvi vonatkozások vizsgálata mellett, módot talál azonban a modellezés gyakorlati szempontjainak részletes vizsgálatára is. Ennek megfelelően könyvének bevezető részében az elektrotechnikai elemek általános tulajdonságait ismertette kitérve az egyes típusok sajátosságainak a részletezésére is. Ezután néhány a modellezés szempontjából egyszerűbb eszköz ismertetéseként elektroncsöves erősítőkkel, vektor méterekkel, oszcillográfokkal stb. foglalkozik.

A tényleges modellek ismertetésében az említett logikai szempontokat tartva szem előtt először az általános váltóáramú körök segítségével leképezhető matematikai problémákat tárgyalja, majd továbbfejlesztve az így kapott eredményeket a váltóáramú köröket elektroncsöves erősítőkkel bővíti ki.

A következőkben az alkalmazott tudományok egyik legégetőbb problémájának megoldására szolgáló úgynevezett térmodellek ismertetésére tér át. Ismeretes ugyanis, hogy egy — esetleg csak mérési adatokból ismert — térbeli elosztás kezelése matematikailag igen nehéz, kevésbé megfogható feladat. Ugyanakkor számos gyakorlatilag fontos kérdés (pl. edzéssel, öntéssel kapcsolatos lehűlési, általános hőátadási problémák, Laplace-egyenlet, stb.) éppen térbeli alakjában tart igényt legnagyobb érdeklődésünkre.

A fenti kérdéscsoport vizsgálatára Gersgorin a fizikai tér elektromos megfelelőjének alkalmasan csoportosított ellenállásokból felépített leképező modelljét dolgozta ki. Ez utóbbi megalkotása után, mely természetesen a folytonos fizikai térnek csupán egyes, a probléma természete által megszabott sűrűséggel felvett, pontokban való vizsgálatát teszi lehetővé, annak „geometriáját” ismerteti.

A könyv további részében számos példa, illetőleg a fenti probléma vizsgálatára alkalmas berendezés gyakorlati megvalósításának ismertetése következik.

Miként a fenti rövid tartalmi összefoglalásból látható a Sztálin-díjas Gutenmacher könyvében ismertetett modellezési eljárás segítségével számos olyan kérdés megoldására nyílik lehetőség, melyek a gyakorlat szempontjából döntő fontossággal bírnak, így annak magyarnyelvű kiadását a legnagyobb örömmel üdvözöljük.

Meg kell ugyanakkor említeni, hogy a magyar kiadásban néhány értelemzavaró sajtóhiba, valamint a modellezés terminusz-technikusainak mellőzése igen zavaróan hat; ez utóbbiak elkerülése kissé gondosabb nyomdai előkészítéssel lehetővé lett volna. Reméljük azonban, hogy a közeljövőben bizonyosan szükségessé váló második kiadásban ezek a hibák kiigazíthatók lesznek.

N. Zs.

Znamenszkij:

Fizikai példatár

(Közoktatásügyi Kiadó, Budapest, 1951.)

Folyó év január havában jelent meg a Szocialista Nevelés Könyvtára 42. számaként Znamenszkij szovjet szerzőnek Fizikai példatára magyar fordításban.

Az alábbiakban e könyvet szeretnénk röviden ismertetni. A középiskolai tanár számára — ha igazán meg akar felelni feladatának, — döntő fontosságúak a gyakorlathoz közelálló és a tanulót gondolkodásra nevelő fel-

adatokat. Az ilyen feladatok összegyűjtése igen felelősségteljes és komoly munka.

E munkához segítségre van szükségük a nevelőknek, hiszen napi súlyos elfoglaltságuk mellett bizony nem sok idő marad a feladatgyűjtésre. Igen jelentős és komoly segítséget adott e téren *Vermes Miklósnak* az 1950. év tavaszán a „Tanulj Jobban” füzetsorozatban megjelent Mechanikai példatára, több mint 500 érdekes, fokozatos, új ismereteket is nyújtó feladatot tartalmazott. Többen hiányolták, hogy a példatár nem közöl eredményeket és — sajnos — csak a mechanika fejezeteire vonatkozott. De az új tankönyvek előtt megjelent, így azok előtt, majd azok mellett úttörő munkát végzett a fizikai feladatok megkedveltetése terén és végzi a munkáját most is.

A Vermes-féle példatár két említett „hiányosságát” küszöböli ki a most megjelent szovjet feladatgyűjtemény. Több mint 1300 feladatot tartalmaz a mechanika, a hőtan és molekuláris fizika, az elektromosságban és az optika köréből. Ezek a fejezetei. Ezekben belül 48 kisebb alcímre oszlik. A feladatokat a középiskolai tananyag beosztásának megfelelően rendezi. Így azonnal megtalálható egy bizonyos tárgykörbe tartozó feladatcsoport. Az alcímek között van néhány, amelyekre vonatkozólag eddig nem sok példát kapott a középiskolai tanárság, például a folyadékok és gázok mozgása, rezgések és hullámok, a molekuláris-kinetikus elmélet alapjai, a gőz és a gáz munkája, elektromos áramlás gázokban, elektromágneses indukció, generátorok, motorok, elektromágneses rezgések és hullámok, diszperzió és sugárzás, az atom szerkezete.

A négy főfejezetet 14 oldalnyi terjedelemben táblázatok követik a legfontosabb fizikai állandókkal és a numerikus számítások céljait szolgáló szögfüggvény és logaritmus értékekkel. Külön értéket jelentenek e táblázatok, amelyekben a középiskolai tananyagban előforduló anyagi vonatkozású állandók mind egy helyen szerepelnek.

Befejezi a könyvet — 21 oldalon — a közölt feladatok megoldása, itt-ott kisebb mértékben kerekített eredményekkel.

A feladatok fokozatosak, a legkülönbözőbb igényeket kielégítik, az egyszerűeket összetettebbek követik, de a középiskolai tananyag keretét általában nem haladják túl. Legnagyobb részük az átlagos színvonalú osztályban megoldható, az összetettebb, vagy több logikai készséget kívánók a fejlődni vágyó tanulók érdeklődését köthetik le. De a hivatásának élő fizikatanár is őszinte örömmel fogja a könyvecske lapjait forgatni, annyi újszerűséget, eddig nem hallott gyakorlati alkalmazást talál a feladatokban, komoly önképzés céljait szolgálhatja.

Gondot fordít a könyv a grafikus ábrázolásokra, például mozgások, feszültségesések tárgyalásakor, de gőzgépeknél a dugattyú egy löketének indikátor-diagramját is közli, olykor maga a feladat kívánja meg egyes grafikonok elkészítését (825, 826). Egyébként az egyszerű világos, áttekinthető ábrákból közel 170 darab található a könyvben.

A példának egy része gondolkodtató kérdés és nem számszerű feladat, különösen a fénytani részben és a folyadékok tulajdonságaival kapcsolatosan. Sokszor olyan kérdések, melyeknek megoldása egyszerű és gyakorlati, és mégis aligha fordult elő eddig sok iskolában — például, miért van az, hogy ha egy üvegkockán átnézünk, akkor csak a szemköztfekvő kockalapon látunk át, az összes többi tükrörlapnak látszik. (1174.) Kár, hogy nem minden kérdésre ad ielelet a példatár, igaz, a legegyszerűbbek megoldása marad el.

A valóságos viszonyokhoz hozzák közelebb a fizikai törvényeket a sűrűlődség, közegellenállást figyelembe vevő feladatok. A levegő ellenállásának leküzdésére felhasznált munkát számítja a 225-ös. A 350-es adott sűrűlődségi tényező és sebesség mellett a megengedett legnagyobb emelkedést teszi vizsgálata tárgyává, megadva egy mozdony teljesítményét és terhelését.

A fizikai egységekkel való játék, de ugyanakkor a probléma életszerűsége kapja meg az embert az 575-ösben: egy gépkocsi km-enkénti benzinfogyasztását kell ki-

számítanunk. Hasonló természetű pl. a 725. és 950. feladat. Többek között ezekben is a különböző egységek közötti pontos összefüggések ismerete vezet célhoz. Általában alig van példa, amely ne valamilyen gyakorlati problémából indulna ki.

Több feladat szövegén keresztül a szovjet technika eredményeit ismerhetjük meg.

A világos, tiszta nyomású könyv rövid hibajegyzéket is mellékel, itt-ott akad a közölteken kívül még könnyen felismerhető szedési hiba. A fordítás könnyen érthető, világos, szakmailag kifogástalan.

Hiszem, hogy a könyv megjelenése jelentős lépéssel viszi előre középiskolai fizikatanításunk színvonalát, komoly segítséget ad nevelőinknek, jól felhasználható feladatokat kapnak a szobeli érettségi vizsgálatokhoz is és ismét példáját láthatjuk a szovjet pedagógiai irodalom fejlettségének, haszonnal meríthetünk belőle.

B. I.

Novobátzky Károly:

A relativitás elmélete

(Tankönyvkiadó, Budapest, 1951.)

Hazai tankönyvirodalmunk értékes művel gazdagodott. Kultuszakadémánk e könyv kiadásával ismét bebizonyította, hogy a fizikus- és tanárképzés színvonalának emelése érdekében minden támogatást megad. Lapozzuk fel a könyvet, mit tartalmaz.

A mű első része 97 oldalnyi terjedelemben a speciális, második része pedig 61 oldalnyi terjedelemben az általános relativitás elméletét tárgyalja, míg egy nem egészen 5 oldalas függelék az első rész matematikai apparátusának kiegészítéseként a szpinorok értelmezését és legfontosabb matematikai tulajdonságait foglalja össze. A részek fejezetekre tagozódnak.

Az *Aiopfogalmak* c. fejezet rendkívül meggyőző gondolatmenetben fejt ki, hogy a speciális relativitás elmélete a klasszikus fizikának milyen belső ellentmondásaiból fakadt. A Michelson-féle kísérlet leírása után megkapjuk a fénysebesség-invariancia elvének, valamint a korlátozott relativitás elvének szabatos megfogalmazását, majd ezekből kiindulva a Lorentz-transzformáció szigorú levezetését. A *Relativisztikus kinematika* c. fejezet Minkowski interpretációjában mutatja be a téridőkontinuum matematikai szerkezetét. A könyv különben a speciális relativitás egész elméletét a nagy orosz matematikus fogalomalkotásaiban ismerteti. Itt érthető meg igazán a filozófiának az a tanítása, hogy az idő és tér elválaszthatatlanul össze van kapcsolva az anyag mozgásával. A *Tenzorkalkulus* c. fejezet átvezeti az olvasót a Lorentz-transzformáció-csoport tenzorainak aritmetikáján, valamint analízisének elemein. A *Relativisztikus elektrodinamika* c. fejezet előbb az üres elektromágneses tér elméletét öltözteti Lorentz-kovariáns köntösbe, ennek kapcsán pedig rögtön következtetést von egyes alapvető dinamikai mennyiségeknek (impulzus-energia) transzformációkarakterére vonatkozóan. Ezután megismerkedünk itt az üres elektromágneses tér variációelvével. Az előbbieket alkalmazásaként pedig az aberrációnak, a Doppler-hatásnak, a mozgó tükör és sugárnyomás problémájának diszkusszióját találjuk meg. Végül a mozgó közegek fenomenológikus elektrodinamikájának alapvonalait rajzolja meg a fejezet, és pedig az F_{ik} és G_{ik} tértensorok közötti Minkowski-féle 3 indexes kapcsolási egyenleteknek G_{ik} -ra megoldott modern alakjában. Alkalmazásul a H. A. Wilson-féle kísérletet taglalja oly plasztikusan, hogy az olvasó sajnálja, miért is nem engedte a helyszíllke e kísérlet ikertestvérének: a Röntgen—Eichenwald-féle kísérletnek ismertetését is. A *Dinamika* c. fejezet előbb a pontmechanikának Tolman elemzéséből fakadó, elektrodinamikától független relativisztikus általánosítását építi fel. Igen érdekesen és jelentőségének megfelelően diszkutálja a tömeg és energia ekvivalenciáját. Majd az alkalmazásokban mindinkább előretörő Hamilton-féle mechanikát írja át Lorentz-kovariáns alakba. De megfelelő részletességgel ismerteti e fejezet a közegek mechanikáját is, kitérve a forgási impulzus tétele relativisztikus általánosításának feltételeire.

Végezetül alkalmazásként a Trouton—Noble-féle kísérlet értelmezését kapjuk meg. A *Termodinamika* c. fejezet levezetéseket foglal össze arra nézve, hogy a termodinamikai egyenleteink miként transzformálódnak egyik inerciarendszerről másikba való áttérésnél.

Az *Általános relativitás elmélete* c. obligát rész első fejezete előbb rámutat a speciális relativitás elvének elégtelenségére, továbbá a gravitációs tér Minkowski-kontinuumba való beépítésének nehézségeire. Majd kiemelve Eötvös Loránd kísérleteinek nagy horderejét precízen megfogalmazza az általános kovariancia-, valamint az ekvivalencia-elveket, leszűrve egyben ezeknek legegyszerűbb korolláriumait is. A *Tenzorkalkulus* c. fejezetben a könyv átvezet a Ricci-kalkulus szükséges apparátusán, a fejezet végén pedig kellően kiemeli a Riemann-féle normálkoordinátáknak jelentőségét. A *természettörvények kovariáns alakja* c. fejezetben kerekded összefoglalást kapunk a Minkowski-kontinuumban már felírt elektrodinamikai és mechanikai egyenleteknek Riemann-kontinuumra való kovariáns általánosítására. A *Gravitációs egyenletek* c. utolsó fejezetben a Riemann-féle görbületi skalár leszámaztatása után variáció-számítás módszerével jutunk el az Einstein-féle téregyenletekhez. Ezután azokból vont következtetéseket olvashatunk sztatikus gravitációs térre, követőleg a Schwarzschild-féle megoldás részletes diszkusszióját kapjuk. E megoldás alkalmazásaként a Merkuri perihéliummozgásnak, a fénygörbülésnek és a vöröseltolódásnak ismertetésével mutatja be a fejezet az általános relativitás-elmélet teljesítőképességét. Majd megismerkedünk az elmélet általános hatásprincipiumával, ezzel kapcsolatban pedig a gravitációs tér kontinuitási tételével. A tenzorsűrűségek-nyújtotta formái előnyök mindenütt ki-domborodnak. A peremértékproblémában jelentkező kovariancia-nehézségekből kiindulva a fejezet ezután elvezet a téregyenletek λ -tagjához. Az ebből fakadó kozmológiai elméleteknek, nevezetesen Einstein, valamint De Sitter világának kritikai ismertetésével a mű tárgyilagosan ki-hangsúlyozza, hogy az ismertetett kozmogóniai elméletek nem tények, hanem csak spekulációk. Az elméletek között asztrofizikai megfigyeléseknek kell majd dönteniök.

A könyvnek fentiekben vázolt gazdag tartalmát mérle-gelve joggal merül fel bennünk a kérdés, hogyan fér az el ennyire kimért helyen a logikai teljesség megcsorbítása nélkül. Ennek magyarázata az a rendkívüli didaktikai körültekintés, mely e művet jellemzi. Ökonómikus anyag-beosztás, sehol el nem nagyolt és el nem aprózott diszkussziók, igen következetesen kihasznált szimbolika, szabatos és igen kifejező, sokszor egyetlen szóval is a lényegbe világító nyelvezet, ezek jellemzik az előtünk lévő könyvet. Ebből kiérezzük, hogy a mű a szerzőnek több évtizedes oktató és kutató munkájában csiszolódott ki. A szövegben minden lényeges tudománytörténeti mozzanatra találunk rövid utalást, hogy megismerhessük a fejlődés során az egymással szemben álló nézetek (ellen-vélemények) harcát, a relativisztikus álláspont kifejlődését és győzelmét. A könyv didaktikai építményének pedig zsinórmértéke volt az a felismerés, hogy a fizika leg-átfogóbb elvei variációelvek. A könyvnek tehát minden erénye megvan, hogy abból a jövő tanárai, fizikusai, de ciklotronépítő technikusai is jól elsajátítsák a relativisztikus eredményeket és módszereket. De sok ösztönzést meríthetnek a műből haladott kutatók is. Számos új meg-látást fognak benne felfedezni. A 154. oldalon pl. a mozgó dielektrikumok elektrodinamikájára számára a monográfiák-ból eddig ismeretlen Lagrange-függvényre bukkanunk, mely nem kisebb problémát old meg, mint a dielektri-kumok elektromágneses impulzus-energia tenzorának négyévtizedes gordiusi csomóját és pedig az Abraham-féle variáns javára. A mű szerényen elhallgatja azt, hogy ez a Lagrange-függvény a mű szerzőjének alkotása. Ezzel megnyílt az út a dielektrikumok terének kvantálására is.

Végezetül elismerés illeti meg a könyv gondos nyom-datechnikai kiállítását. Reméljük, hogy a könyv második kiadásában betűrendes tárgymutatónak is jut hely, anyag-gát pedig még több kurzusvezetéssel kiemelt szövegrész fogja gyorsabban átvizsgálhatóvá tenni.

M. T.

Közgyűlés. Társulatunk 1952. évi rendes közgyűlést április 19-én 9 óra 30 perckor és március 20-án 16 óra 30 perckor tartja a Magyar Elektrotechnikai Egyesület előadótermében (Budapest V, Honvéd-utca 22).

A II. Magyar Fizikus Vándorgyűlés előkészületei

Az elmúlt évben lezajlott I. Magyar Fizikus Vándorgyűlés iránt megnyilvánult érdeklődés és méginkább a vándorgyűlés lefolyása bebizonyította, hogy a Fizikai Társulat kezdeményezése helyes volt. Bebizonyosodott, hogy a magyar fizikai élet elég fejlett ahhoz, hogy egy nagyszabású, többnapos gyűlés anyagát valódi munkabeszámoló, a hazánkban folyó kutatások ismertetése töltsse ki, nem pedig külföldi eredmények ismertetése vagy pedig a fizika fontosságára vonatkozó általános eszmefuttatások. Azzal, hogy az elmúlt évben megrendezett vándorgyűlés az első magyar fizikus vándorgyűlés nevet viselte, Társulatunk egyben kötelezettséget is vállalt, és a pécsi vándorgyűlés sikere Társulatunk kötelezettségét csak fokozta.

Ezen körülmények tudatában határozta el Társulatunk elnöksége és választmánya, hogy 1952 májusában megrendezzük a II. Magyar Fizikus Vándorgyűlést. A Vándorgyűlés színhelyül Debrecenre választottuk. Kéréssel fordultunk a Magyar Tudományos Akadémiához, hogy adja meg azt az erkölcsi és anyagi támogatást, mely a pécsi vándorgyűlés sikeres megrendezését is lehetővé tette.

A debreceni vándorgyűlés főtémájául a fizika legmodernebb és világviszonylatban is legtöbb fizikust foglalkoztató fejezetét, az atomfizikát választottuk. A Társulat felszólítására beküldött előadástervezetek bizonyítják, hogy a magyar kutatóknak ezen a területen sem kell szégyenkezniük: a bejelentett előadások száma 50%-kal múlta felül a pécsi vándorgyűlésre bejelentett előadásszámot. Különösen értékes ez az eredmény, ha figyelembe vesszük, hogy mindegyik előadó az elmúlt vándorgyűlés óta, tehát egy év alatt lefolytatott kutatásokról kíván beszámolni. Az 50%-os emelkedés azt is mutatja, hogy mennyit fejlődött egy év alatt hazánk fizikai élete. Egyben azt is igazolja, hogy a pécsi vándorgyűlés sikere mennyire megnövelte az érdeklődést Társulatunk munkája iránt.

A beküldött előadások alapján kibontakozott a májusban tartandó debreceni vándorgyűlés programja is. Az atomfizika nagy területének következő három részéről fogunk hallani előadásokat: *atommagok — szilárd testek szerkezete — molekulák*. Az előadások értékét garantálja az, hogy Kossuth-díjas fizikusaink és akadémikusink — szinte kivétel nélkül — felhasználják a Vándorgyűlést legújabb, nyomtatásban még meg nem vételük — és kritikájuk — biztosítani fogja a többi előjelt kutatásaik nyilvánosságra hozatalára. Az ő részadás magas színvonalát is.

A tudomány és az ipar egymásrataltságának tudatában Társulatunk elnöksége eredetileg úgy tervezte, hogy a *technikai fizika területén* folyó munka ismertetésére ebből a tárgykörből is beiktat előadásokat a debreceni vándorgyűlés programjába, ezzel is meg kívánván mutatni, hogy a magyar fizikusok nem szakadnak el a gyakorlattól, amit számukra elsősorban az ipar képvisel. De tekintetbe vettük azt, hogy a technikai fizika eredményei olyan nagy nyilvánosságot érdekelnek, amilyent a vándorgyűlés — melyen csak a kutató intézet és egyetemen dolgozó fizikusok vesznek részt — nem biztosíthat. Gondolunk itt elsősorban a műszaki értelmiség nagy táborára, melynek bevonása ezen a területen nemcsak a mérnöktársadalmunknak, hanem magunknak a fizikusoknak is érdeke. Ezért úgy határoztunk, hogy a technikai fizika tárgykörből való előadásokat nem Debrecenben, hanem az ország leg-

nagyobb ipari városában, Budapesten tartjuk meg, mégpedig Társulatunk ezévi *Közgyűlésének* keretében. Ez lehetővé teszi, hogy az előadásokat a fizikusokon kívül — akik közé középiskolai tanár kartársainkat is számíttjuk — a mérnöktársadalom, elsősorban társegyesületeink tagjai is meghallgathassák és megvitathassák.

Reméljük, hogy mind a II. Magyar Fizikus Vándorgyűlés, mind a technikai fizikával foglalkozó, eddigiek-nél nagyobb szabású Közgyűlésünk a magyar fizikus társadalom segítségével fizikai életünk fejlődésének újabb fontos állomása és egyben a további fejlődés ösztönzője lesz.

*

Társulatunk tevékenysége az utolsó hónapokban örövendetes fellendülést mutat. Egyesületünk tagjai nagy számban vettek részt az Akadémiai Nagyhétben, ahol az Akadémia Fizikai Allandó Bizottságának előadásai keretében a következő fizikai tárgyu előadásokat tartották meg.

Gombás Pál ismertette az atommag statisztikus elmélete terén elért legújabb kutatásainak eredményét.

Neugebauer Tibor a fehérjemolekulák autokatalitikus keletkezésének egy fizikai elméletét ismertette.

Kovács István beszámolt a stronciumoxid kék sávjain munkatársaival együtt végzett vizsgálatairól.

Selényi Pál a higanygőznek szelénegyenirányítóira és szelénfényelemre gyakorolt hatásáról számolt be.

Szigeti György a Híradástechnikai Allandó Bizottság által rendezett előadáson a félrevezető és kristályos anyagok néhány, a híradás- és fénytechnika szempontjából érdekes tulajdonságáról és ezzel kapcsolatban végzett kutatásairól tartott beszámolót.

Ugyancsak a Híradástechnikai Allandó bizottság rendezésében folyt le a mértékrendszereket (MKS—CGS) összehasonlító ankét. Az ankét nagy mértékben tisztázta a vitás kérdéseket és hozzájárult egy egységes álláspont kialakításához. A végleges álláspont kialakítására a Magyar Tudományos Akadémia Társulatunkat és a Híradástechnikai Tudományos Egyesületet kérte fel.

Társulatunk rendezésében is számos előadás hangzott el.

Január 3-án *Selényi Pál* tartott poláros fényről és alkalmazásairól előadást, a bemutatott kísérletek illusztrálták, hogy aránylag egyszerű eszközökkel milyen mély bepillantást nyerhetünk a fizika törvényeibe. A kísérletek legtöbbje olyan volt, hogy azt bármely középiskolában is reprodukálni lehet.

Január 14-én *Náray Zsolt* kartársunk tartott előadást a HCl molekula elméletéről, — a molekula kötés energiáját új módszerrel meglepő pontossággal tudja számítani.

Január 21-én *Tari László* tartott előadást az ultrahangnak a Szovjetunióban anyagvizsgálati célokra történő felhasználásáról. Ezt az előadást rendkívül élénk vita követte, amikor is a felszólalók rámutattak az ultrahanggal, illetőleg röntgensugárzással történő anyagvizsgálat különböző alkalmazási területeire, a két rendszer előnyeire és hibáira és az ultrahang anyagvizsgálat terén hazánkban is elért eredményekre.

Január 28-án *Szamosi Géza* számolt be az elemi részek természetére vonatkozó szovjet kutatásokról.

Február 4-én *Gáspár Rezső* nagyrendszámú elemekre is érvényes analitikai módszert mutatott be, amelyen a hullámmechanikai atomproblémákra úgyis szólva az egész periódikus rendszerre kiterjedő jó eredményeket szolgáltat.

Február 7-én pedagógusok részére *Kis Gyula* tartott előadást, amelyben a gépelemek néhány fejezetét tárgyalta.

Február 11-én *Marx György* a relativitáselmélet mágnesek fizikájában történő alkalmazásáról számolt be.

Amint látjuk, az elhangzott előadások súlypontja a szovjet eredmények ismertetése és a hazai kutatók újabb önálló eredményeinek megvitatása volt. Társulatunk munkájában jelentős esemény volt az Eötvös Loránd tanulmányverseny megrendezése, amelyen újra több tehetséges fiatal fizikus tűnt fel. Így a verseny nyertesei: *Gu'yás Gábor*, *Gyarmati György* és *Tóth Sándor*. Dícséretben részesült *Domokos Gábor* és *Schay Géza*. Fiatal kartársainknak önálló tudományos eredményeit jutalmazta Társulatunk a Bródy Imre és a Schmid Rezső díjak odaítélésével. A 3000,— Ft-s Bródy Imre díjat *Bodó Zsolt* kartársunk nyerte, az ugyancsak 3000,— Ft-s Schmid Rezső díjat *Marx György* kartársunknak ítélte oda Társulatunk választmánya.

I. MAGYAR FIZIKUS VÁNDORGYÜLÉS ANYAGA

(Folytatás.)

1951. május hónapban Pécsen tartották meg az I. Magyar Fizikus Vándorgyűlést. A vándorgyűlést *Selényi Pál* nevezetes, nagy szög alatt haladó fényugarak interferencia képességét kimutató kísérlete 40 éves évfordulója alkalmából rendezték meg. Ezért a vándorgyűlés anyagának ismertetését, előző számunkban — az ezzel foglalkozó előadások és hozzászólások ismertetésével kezdtük meg. Ebben a számunkban a többi elhangzott előadást ismertetjük röviden. A vándorgyűlés a fizika három fejezetébe tartozó kérdéseivel foglalkozott. Ezek a témakörök: 1. az erők elmélete, 2. az atommagfizika kísérleti módszerei, 3. a szilárd testek fizikája. Az egyes tárgykörökben a bevezető előadások összefoglaló jellegűek voltak, ismertették a témakörben világszerte folyó kutatások újabb kimagasló eredményeit. A bevezető előadásokhoz kapcsolódtak a témakörben elhangzó többi előadások is. Ezek a magyar fizikusok legújabb, még nem közölt, vagy folyamatban lévő munkáit ismertették.

AZ ERŐTEREK ELMÉLETE

Bevezető előadás:

Szamosi Géza (Eötvös-Egyetem Fizikai Intézete, Budapest):

Az erők kvantumelméletének időszerű kérdései. Az erők kvantumelmélete ma már legalább annyira fontos fejezete a modern fizikának, mint a tömegpont kvantum mechanikája. A fékezési sugárzás elmélete, valamint az anyag és sugárzás kölcsönhatását tárgyaló többi fejezet a kísérleti fizika számára is nélkülözhetetlenek. A számos gyakorlati eredmény mellett felmerültek olyan problémák is az alapvető elvi kérdések és az alkalmazások területén, melyek kielégítő megoldását még nem ismerjük. Ilyen a rádióaktív β -bomlás elmélete, ezzel összefüggésben az újabban felfedezett mezonok beépítése az elméletbe, valamint a pontszerűnek tekintett töltött elemi részek végtelen nagyinak adódó elektromágneses sajátenergiája. A nehézségeken az utóbbi időben többféleképpen próbálnak segíteni. Egy kínáló lehetőség, hogy a másodiknak magasabbrendű téregyenlettel írjuk le a vizsgált erőteret. Ezek megoldásaként véges sajátenergiák is nyerhetők. Ez a lépés a kvantumelmélet módszereinek általánosítását teszi szükségessé. A magasabbrendű téregyenletek alkalmazásakor a szabadsági fokok száma megnövekedik. Hogy ez milyen fizikai tartalommal tölthető meg, az külön vizsgálatot igényel.

Marx György (Eötvös-Egyetem Fizikai Intézete, Budapest):

Impulzusmomentum az erők kvantumelméletében. Kimutatható, hogy az erők impulzusmomentum-operátora sok közös vonást mutat az egyes részecskék impulzusmomentum-operátorával, többek között mind-

Társulatunk taglétszáma öröndetesen fejlődött az utóbbi időben. Az újonnan felvett 75 taggal Társulatunknak ma már 362 tagja van. Vidéki csoportjaink is eredményes munkát végeznek.

Az egri helyi csoportunk február 29-én tartotta alakuló ülését, a középiskolai tanárok részére Egerben rendezett továbbtanulási konferenciával kapcsolatban. Az alakuló ülésen Társulatunkat *Szamosi Géza*, *Hoffmann Tibor*, *Gáspár Rezső* és *Vermes Miklós* kartársak képviselték. A megnyitó előadást *Szamosi Géza* tartotta „Az atommagfizika újabb eredményei” címen. *Hoffmann Tibor* a tanárok részére rendezett előadássorozatban tartott „Az összefüggő anyag szerkezete” címen előadást, *Vermes Miklós* pedig bemutató kísérletekről beszélt.

kettő ugyanazokat a csererelációkat követi és mindkettő egyértelműen bontható fel pályaimpulzusmomentumra és spin-momentumra.

Román Pál (Eötvös-Egyetem Fizikai Intézete, Budapest):

Elfajulásmentes kvantumelektrodinamika. Az elektromágneses tér kvantálásánál fellépő jellegzetes nehézség a negyedik kanonikus impulzus azonos eltűnése. Ötdimenziós formalizmus keretén belül azonban a potenciál negyedik komponense kiküszöbölhető az ötödik impulzussal. A kvantálás után határártmenettel a szokásos energiasajátértékekre jutunk, egyúttal automatikusan kiküszöbölődik a longitudinális tér is. A módszer elektromos töltések jelenléte esetén is alkalmazható.

Neugebauer Tibor (Eötvös-Egyetem Fizikai Intézete, Budapest):

A Dirac-féle szingulett mágneses pólusok potenciálja. Amint ismeretes, Dirac elméleti okok alapján arra következtetett, hogy szingulett mágneses pólusok is lehetségesek. Ugyancsak ismert dolog, hogy egy mágnes vagy áramkör egész mágneses erőterének a leírása skaláris potenciállal nem lehetséges. Már pedig egy szingulett pólus erőterének a Coulomb-tér hasonmásának kell lennie. Az előadó megad egy vektorpotenciált, mely eltekintve egy vonalmenti szingularitástól, teljesen egy pontszerű töltés Coulomb-terét írja le, de éppen ez a vonalmenti szingularitás mutatja a két ellenkező előjelű pólus közti fatális kapcsolatot.

AZ ATOMMAGFIZIKA KÍSÉRLETI MÓDSZEREI

Bevezető előadás:

Simonyi Károly (Műszaki Egyetem Elméleti Villamoságtani Intézete, Budapest):

Töltött részecskék gyorsítására szolgáló berendezések. Az atommagreakciók létrehozásához millió Volt feszültséggel gyorsított részecskék szükségesek. Az elemi részecskék tulajdonságainak vizsgálatára szükséges feszültségek nagyságrendje néhány száz-, illetőleg néhány ezermillió Volt nagyságrendben van. Az ilyen nagy feszültségek előállítására ma a kaszkád-generátor, a Van de Graaf-generátor, a ciklotron, a szinkrociklotron, a betatron, a lineáris gyorsító szolgál elsősorban, néhány más, különleges elven alapuló gyorsító berendezés mellett. Az előadás elsősorban az egyes gyorsító típusok alkalmazási területét tárgyalta, továbbá azokat a tényezőket, amelyek a feszültség emelésének az egyes típusoknál határt szabnak. Ezzel kapcsolatban az előadó az egyes berendezésekkel elérhető maximális feszültségeket is megállapította.

Szalay Sándor (Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen):

Egy nagysebességű elektromágneses impulzusszámláló berendezés. Az előadó egy új típusú elektromágneses impulzusszámláló szerkezetéről számolt be, amelyet atomszámlálási problémákkal kapcsolatban dolgozott ki és amelyik az eddig használtaknál jóval nagyobb számlálási sebességgel működik.

Fenyőes Ervin—Haiman Ottó (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest):

Elektronikus problémák a számlálási technika területén. Beszámoló Geigen—Müller csövek és koincidenziakészülékek vizsgálatára szolgáló berendezésekről, Geiger—Müller-csővek érzéketlen idejének megrövidítéséről és nagyfelbontóképességű koincidenziakészülékekről.

Simonyi Károly (Műszaki Egyetem Elméleti Villamoságtani Intézete, Budapest):

A Van de Graff generátor mint lökés-generátor. Az elektrosztatikus generátorok árama általában nagyon kicsi, ezért a generátor tartóoszlopait és az összes szereplő szigetelőket igen jól szigetelő anyagból kell készíteni. Lökés-generátornál a kisfeszültségű részt szintén jól kell szigetelni, de a nagyfeszültségű elektródák szigetelése egészen rossz is lehet, mert a lökés időpillanatában a kondenzátorok töltése igen nagy. A vizsgálatok célja az volt, hogy megállapítsuk, lehet-e ilyen módon szigetelők vizsgálatára, illetőleg magfizikai célokra könnyen felépíthető és gyakorlatilag is használható lökés-generátort építeni.

Erő János (Műszaki Egyetem Elektrotechnikai Intézete, Sopron):

Kísérletek nagyfrekvenciás ionforrással. A kisfeszültségű kisteljesítményű ionforrások emittáló katódjainak hibáját kiküszöbölő, az irodalomban újabban közölt nagyfrekvenciás ion-forrás egy változatán végeztek kísérleteket protonáram előállítására gyorsító berendezések számára.

Faragó Péter—Gécs Mária—Mertz János (Eötvös-Egyetem Fizikai Intézete, Budapest):

Magnomatékok mérése. Homogén, állandó mágneses térbe helyezett atommagok a Larmor-frekvenciájuknak megfelelő frekvenciájú elektromágneses sugárzást el tudnak nyelni. Közepes intenzitású mágneses terek esetén ez a frekvencia a rádiófrekvenciák tartományába esik. Az említett jelenség alapján atommagok mágneses nyomtérképi rádiótechnikai eszközökkel mérhető.

Az előadás után a mérés bemutatása következett.

Szelényi Tibor (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest):

A fotoemulziós módszer alkalmazása magfizikai kutatásokban. A fotoemulzió multja az atom elemi részeinek felkutatásában. A vastagrétegű és ezüstdús emulzió korszakának kezdete Misszovszkij és Zsdanov munkásságával. A jelenleg használatos emulzió-típusok és alkalmazásuk a rádióaktivitás, magreakciók, maghasadás és kozmikus sugárzás kutatási területein.

A mozgó részecskék nyomán létrejövő latens kép keletkezésére vonatkozó elgondolások. Az emulzió kidoigazítása és az észlelés módja.

A nyert adatok kiértékelése a nyugalmi tömeg, energia és elektromos töltés szempontjából. Megállapítások a nyomok ezüstszemcséinek számából, eloszlásából és a pályák hosszúságából. A Coulomb-szóródásnak, mint meghatározási módszernek ismertetése. Következtetések a nyomokból kilépő másodlagos δ -sugarak számából

tevébbá a folytonos nyomok hézagszámából. A mágneses elhajlási mód lehetőségei és eddigi eredményei a fotoemulzióban. Összehasonlítás a Wilson-kamrával, különös tekintettel a mérési adatok pontosságára.

A legfontosabb kutatási eredmények ismertetése.

Medveczky László (Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen):

Vizsgálatok $Mg(\alpha, n)$ Si atommagfolyamatok neutronjainak energiaeloszlására vonatkozólag fotoemulziós módszerrel. Kísérletű erős polónium-preparátummal bombázott magnéziumlemezt. A keletkezett neutronsugárzás energiaeloszlását a fotoemulzióban létrejött visszalökési protonok pályájának hosszából mérte ki.

Nagy János (Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen):

Vizsgálatok a $Mg(\alpha, n)$ Si atomfolyamatok gerjesztési függvényére vonatkozólag BCl_3 ionizációs neutronszámláló kamrával. Magnézium polónium α -sugaraival bombázva felvette a $Mg(\alpha, n)$ Si magátalakulás gerjesztési görbét. A keletkezett neutronsugárzást BCl_3 gőzzel töltött ionizációs kamrával mérte.

Csongor Eva (Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen):

Vizsgálatok lítium-atommagokban polónium α -sugarakkal gerjesztett γ -sugárzásra vonatkozólag. Vákuumban párologtatott lítium-félgömb centrumába elhelyezett polónium-preparátum α -sugarával bombázta a lítium-atommagokat. Számlálócsővel mérte a keletkező γ -sugárzás gerjesztési görbét.

Bozóky László (Eötvös Loránd Rádium- és Röntgen-Intézet, Budapest):

Mesterséges rádióizotópok előállításáról. A rendelkezésre álló rádiumnak és berilliumnak megfelelő neutronforrás készítése, továbbá ennek felhasználása mesterséges rádióizotópok előállítására lassú neutronok befogása által létrejövő (n, γ) típusú magreakciók felhasználásával.

Makranczi Béla (Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen):

Kőzetminták rádióaktivitásának vizsgálata. Rádióaktív anyagot tartalmazó szén és kőzetek rádióaktivitásának vizsgálata α -sugárzásuk alapján. A mérőberendezés egy kisméretű számláló ionizációs kamra, amelyben a méréshez már 0,5 g finom porított kőzetminta elegendő. A regisztrálás elektroncsöves erősítő berendezés után elektromágneses számlálóberendezéssel történik.

Menczel György—Szelényi Tibor (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest):

Emulzióban észlelt magreakciók. Az Országos Meteorológiai Intézet közreműködésével a sztratoszférába felküldött fotoemulzióban észlelt kozmikus csillagok bemutatása vetített képekben. A magrobbanásnál felszabaduló energiák alsó határának megállapítása az egyes ágak hosszúságából és szemcsesűrűségéből.

SZILÁRD TESTEK FIZIKAJA

Bevezető előadás

Szigeti György (Távközlési Kutató Intézet, Budapest):

Fémek és félvezetők szerkezete. A szilárd testek zóna-einélte számos jelenségre és ezen testek számos tulajdonságára jó és kielégítő magyarázatot ad. Különösen színes testek fényelnyelésével, a lumineszkálással, to-

vábbá ezen jelenségeknek és a testek elektromos tulajdonságainak összefüggésével kapcsolatban azonban még számos felderítetlen kérdés mutatkozik. Ezek megoldását kutatóink főleg a lumineszkálás jelenségének megismerésén keresztül töreksenek elérni. Ezek a kutatások az említett elméleti okon kívül a közvetlen alkalmazás szempontjából is nagy fontossággal bírnak, hiszen a legmodernebb fényforrások lumineszkáló anyagok felhasználásával dolgoznak. A távolbalátáshoz és egyéb célokra használt katódsugáresővek ernyőjén ugyancsak ezek az anyagok világitanak. Így tehát az iparnak is elsőrendű érdeke ezen jelenségek elméletének és alkalmazásának részleteiben való megismerése.

Gáspár Rezső (Műszaki Egyetem Fizikai Intézete, Budapest):

Az alumínium-fém szerkezete. Az Al-atom szerkezetének ismertetése és a valencia-elektronok sajátfüggvényének meghatározása. Fém-elektronok számának megállapítása az Al-fémekben. A potenciáltér és a fémelektronok sajátfüggvényei. A sajátfüggvények osztályozása a mellékkvantumszámok szerint. A modifikált potenciáltér. Az Al-fém rácsenergiájának és más fontosabb állandóinak meghatározása.

Kónya Albert (Műszaki Egyetem Fizikai Intézete, Miskolc):

Fémek rugalmas állandóinak meghatározása. A Gombás Pál által kidolgozott fémelmélet alapján előadó kiszámította elméleti úton az alkáli-fémek rugalmas állandóit. Minden empirikus paraméter segítségével az elméleti eredmények a kísérletileg meghatározott értékekkel jó egyezésben vannak.

Hoffmann Tibor (Műszaki Egyetem Fizikai Intézete, Budapest):

Lineáris ötvözetek és szennyeződések. Kétféle atomból álló lineáris lánc kvantumkémiái tárgyalása. Rendezett lineáris ötvözetek A—B—A—B, A—A—B—B típusok és ezek összehasonlítása. Egyéb rendezett típusok. Szennyeződések a lineáris láncban. Szennyeződés stabilitása.

Neugebauer Tibor (Eötvös-Egyetem Fizikai Intézete, Budapest):

Újabb vizsgálatok a szupravezetés elméletére vonatkozólag. Normális vezetőknél a vezetőképesség létrejöttéhez egy le nem zárt energiasáv fellépte szükséges. Mágneses tér hatására lezárt sáv esetében is szuperponálódhatnak az elektronok mozgására Larmor-precesszió, minnek energiája a mágneses tér bekapcsolásakor indukált elektromotoros erőből származik. Az így fellépő „áram” csak atomi méretekben jelentkezik. Ha azonban a szupravezető sok elektronnal rendelkezik, a kis atomtérfogató fémeknél előáll a „polarizációs katasztrófa”. Ekkor az elektronpályák igen nagyvá válhatnak, az áram makroszkópusan jelentkezik. Az Os és Ru legújabbban felfedezett szupravezetése az előadó elméletét megerősítik.

Neugebauer Tibor (Eötvös-Egyetem Fizikai Intézete, Budapest):

A hidrogénmolekula polarizálhatóságáról. A polarizálhatóság és anizotrópia kiszámítására a molekulák közt tulajdonképpen csak a hidrogénmolekuláknál van kielégítő elméleti lehetőség. R. P. Bell és D. A. Long számításai szerint a polarizálhatóság elméletileg elég jól tárgyalható, de az anizotrópia már nem. Az előadó számításai szerint ennek két oka van: Egyrészt a klasszikus és kvantummechanikai módszer a jelen esetben nem ugyanazon fizikai processzusnak az elmélete, hanem két különálló jelenséget írnak le, melyeket együtt kell figyelembe venni. Másrészt a molekulaorientációra vonatkozó szokásos közepeelés a molekula esetében (a kis tehetetlenségi momentum miatt) nem alkalmazható.

Selényi Pál (Eötvös-Egyetem Fizikai Intézete, Budapest):

Belső feszültségek és elektromos vezetés Szelényi-irányító tárcsáját meghajlítva, záróirányú árama átmenetileg, de akárhányszor megismételhetően 100—200—300%-kal is megnő. Előadó ismerteteti ennek az általa még 1942-ben felismert jelenségnek kvalitatív törvényszerűségeit és feltevészerű magyarázatát.

Gombay Lajos (Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Szeged):

Vákuumszublimációval előállított vékony félvezetőrétegek fotoeffektusáról. Félvezető fotoellenállások eddigi előállítási módjai. Vékony félvezetőrétegek előállítása vákuumszublimációval. Ólom-szulfid és kadmium-szulfid rétegek érzékenyítése és spektrális érzékenységi görbéje. Vákuumszublimációval előállított kadmium-szulfidréteg új érzékenyítési módjai.

Szalay László (Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Szeged):

Szilárd festékdalok permanens fotódichroizmusáról. Acridiorange szilárd oldatának előgerjesztési effektusa és a molekula-orientáció összefüggése. A molekulaorientáció és a fotódichroizmus kapcsolata. Permanens fotódichroizmus vizsgálata acridiorange szilárd oldatánál. Az újabb kutatások célja.

Boros János (Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Intézete, Budapest):

Újabb adatok alkálifluoridok elektromos vezetéséhez. Az irodalomban is található olyan adatok a vezetőképesség temperatura-koefficiensére, amelyek optikai adatokkal megegyeznek. Az ismertetett mérésekben KCl, KBr és NaCl kristályoknál adódtak olyan kioldási munkaértékek, amelyek az ún. „F” centrumoknak felelnek meg.

Bodó Zoltán (Távközlési Kutató Intézet, Budapest):

Poralakú anyagok abszorpciós együtthatójának mérése diffúz reflexió segítségével. A mérés leírása. A módszer ellenőrzése színes üvegen. Willemit és apatit abszorpciós együtthatójának az aktivátor-tartalomtól való függése 2537 Å-os és 3600 Å-os sugárral.

Nagy Elemér (Távközlési Kutató Intézet, Budapest):

Mangánt és vasat tartalmazó willemit fizikai tulajdonságai. Különböző mennyiségű mangánt és vasat tartalmazó cinkszilikát spektrumai a vástól teljesen függetlenek, a maximum helyére, a sáv szélességére és a szélesedés hőmérsékletfüggésére nézve. A kvantumhatások a vas beadagolásával csökken, hőmérsékletfüggése is megváltozik. A hatások csökkenés nem magyarázható egyedül azzal, hogy a gerjesztés abszorpciójában a vas is részt vesz. A dielektromos veszteségek hőmérsékletfüggése nagyfrekvencián azonos a kvantumhatások hőmérsékletfüggésével.

Valkó Iván Péter—Gergely György (Távközlési Kutató Intézet, Budapest):

Új módszer relaxációs jelenségek vizsgálatára. A régi kompenzációs módszerek. Az új módszer lényege. Több komponens szuperponálása. A módszer alkalmazása willemit foszforeszcencia vizsgálatára. Az egyes foszforeszcencia-komponensek szétválasztása.

Záróelőadás:

Kovács István (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest):

A Központi Fizikai Kutató Intézet. Beszámoló. (Ezt az előadást egy későbbi számunkban fogjuk ismertetni.)

LEVELEZÉS

Kedves Kartársak!

Több levél érkezett a Fizikai Szemle szerkesztőségébe, amelyekben kartársaink választ kérnek olyan problémákra, amelyek a fizika tanításával kapcsolatban felmerülnek. Minthogy a problémák általános érdeklődésre tarthatnak számot, ezért „Levelezés” címen új rovatot nyitunk, amelyben a válasszal együtt a felvetett kérdést is röviden ismertetjük.

Láng Hugó (Székesfehérvár) Kérdés: Lehetséges-e, hogy erős lehűléskor a jég összehúzódik? Amennyiben ez lehetséges, nem vezethet-e ez arra, hogy a jég sűrűsége nagyobb lesz, mint a vízé és a jég a víz alá süllyed?

Felelet: A 0 °C-ú jég sűrűsége 0,917 g/cm³, a 0 °C-ú vízé pedig 0,9999 g/cm³. A jég lehűtéskor összehúzódik, melegedéskor pedig kiterjed. Vonalmenti tágulási együtthatójára az irodalomban több adat van, ezek közül legnagyobb a 0,000054 érték. A köbös tágulási együttható ennek az értéknek háromszorosa, azaz: 0,000162. Ez azt jelenti, hogy 1 cm³ víz 0,000162 cm³-t húzódik össze minden °C lehűlésre. Ahhoz, hogy a jég elérje a 0 °C-ú víz sűrűségét, 0,082 cm³ kellene összehúzódnia cm³-ként. Feltéve, hogy a víz tágulási együtthatója nem változik a hőmérséklettel, — a valóságban keveset csökken — kb. —500 °C-ra kellene lehűlnie, vagyis több mint 200 °C-al az abszolút 0 pont alá, hogy ez az összehúzódás bekövetkezzék. Ez nyilvánvalóan lehetetlen. Épp úgy lehetetlen az is, hogy —500, vagy akár csak —100 °C-ú jég 0 °C-ú vízzel hosszabb ideig érintkezzék hőcserélődés nélkül. — Mindebből az következik, hogy a jég sűrűsége a hűléskor bekövetkező összehúzódás ellenére sem érheti el a 0 °C-ú víz sűrűségét.

Bencze Kázmér (Budapest). Kérdés: Ha egy vezető körben váltóáram kering, akkor az ellenállás:

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(2\pi nL - \frac{1}{2\pi nC}\right)^2}$$

ahol R az ohmikus ellenállás, n a frekvencia, L és C a kör kapcsolási elemeinek önindukciója, illetőleg kapacitása. Ha n igen nagy, akkor számításba kell venni, hogy a vezető daraboknak is van kapacitásuk. Ez a kapacitás ugyan nagyon kicsi, a fenti összefüggésből mégis az derül ki, hogy óriási ellenállást eredményez. Mi ennek a magyarázata?

Felelet: Kis kapacitás valóban nagy ellenállást jelent — sorbakötve. A fenti összefüggés ilyen sorbakapcsolt elemekre vonatkozik. A vezetőképek kapacitásának hatását azonban úgy kell számba vennünk, mintha a vezető darabokkal párhuzamosan szerepelne egy igen kis kapacitású kondenzátor. Ilyenkor pedig az eredő ellenállás:

$$Z = \frac{R}{\sqrt{1 + (2\pi nRC)^2}}$$

Fellegi István (Budapest). Kérdés: Tudjuk, hogy egy vezető belsejében nem lehet statikus elektromos tér, mert ha volna, akkor azonnal áram indulna meg. Miért nem lehet azonban statikus tér a vezető belsejében lévő üregben; más szóval, miért védi meg a fémburok a benne lévő tárgyakat a külső elektromos tér hatásától?

Felelet: A vezető felületén és belsejében minden pontban a potenciál ugyanakkora. Ha az üregben van elektromos tér, akkor itt a potenciál nem lehet állandó. Ha viszont nem állandó a potenciál, akkor kell olyan pontnak lennie az üregben, ahol a potenciál maximális (vagy minimális, esetleg végtelenné válik). Ezen a ponton azonban nem mehet át erővonal, hiszen erővonal mentén a potenciál állandóan esik. Ez a pont tehát csak olyan pont lehet, amelyből erővonalak indulnak ki, vagy amelyen erővonalak végződnek. Akkor azonban e pontban elektromos töltésnek kell lennie, hiszen csak töltésekből indulhatnak ki erővonalak. — Ha tehát az üregben van töltés, akkor elektromos erőter is lesz, ha viszont nincs töltés, akkor a fenti megfontolás alapján az üregben nem lehet a potenciálnak szélső értéke, ha nem lehet szélső értéke, akkor állandónak kell lennie, ami azt jelenti, hogy az üregben nem lehet elektromos tér.

AZ ACTA PHYSICA 2. SZÁMA

Október végén jelent meg az Acta Physicának, a Tudományos Akadémia fizikai folyóiratának új száma. A lap sokrétű és változatos tartalmával, valamint fejlett technikai kivitelével megfelelt a várakozásnak. Nagy hiányszág gyanánt kell azonban elkönyvelnünk, hogy — bár anyag viszonylag bőségesen áll a szerkesztőség rendelkezésére — a lap igen nagy időközökben jelenik meg.

Bodó Zsolt cikkében lumineszkáló porok optikai sajátágaival, pl. a fényerősségek a szemcsenagyságtól való függésével az abszorpciós együttható és reflexiós koefficiens meghatározásával foglalkozik.

Hoffmann Tibor folytatta szilárd testekre vonatkozó vizsgálatait. Jelen munkájában binár rendszerek (ötöz zetek) lineáris lánc-elméletével foglalkozik.

Neugebauer Tibor részletesen kidogozta az I. Akadémiai Nagyhétén felvetett problémáját, melyben a gravitációs erő folytán a szilárd anyagokban létrejövő elektromos polarizáció által forgó testeken (égitesteken) fellépő mágneses momentumot határozza meg.

Egy másik cikkében Neugebauer Tibor az oszcillátor ú. n. zéruspontenergiájának realitásával és értelmezésével foglalkozik. A metán abnormisan nagy Kerr-állandóját Voigt-effektusként sikerül megmagyaráznia és így eszik annak lehetősége, hogy a zéruspont energiát valódi ideoda rezgés energiájaként fogjuk fel. Inkább a határozatlansági reláció értelmében való „elkentségre” kell gondolnunk.

Nagy Elemér willemite-foszforok lumineszcenciáját vizsgálván érdekes összefüggéseket állapít meg többek között a fluoreszcencia és a dielektromos állandó között. Az eredményeket elméletileg is elemzi.

Gergely Györggyel közösen írt cikkében Nagy Elemér kísérleti beszámolót közöl egy mesterséges willemite fluoreszcenciájának és foszforeszcenciájának vizsgálatáról. Új kísérleti módszer segítségével a cinkszilikát emissziós spektrumának sáv-szerkezetét sikerült kimutatni.

Román Pál cikkében atommagok kötési energiáját számítja ki, a nukleonok között mezonikus erőteret tételezve fel.

Végül a szerkesztőségi levél rovatban Gergely György a willemite lumineszkálása időbeli lefolyásának megvizsgálására szerkesztett kísérleti berendezést és a nyert mérési adatokat ismerteti.

R. P.

Ára: 6,-- Ft

Előfizetés ½ évre: 10,-- Ft

Borze für erte

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK :

<i>Kovács István :</i>	A Központi Fizikai Kutató Intézet
<i>Boros János :</i>	A félvezető kutatás néhány problémája
<i>Faragó Péter :</i>	Az elektronsokszorozó
<i>Csekő Árpád :</i>	Sok forgómozgás magyarázatában helytelen centrifugális erőről beszélni

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

EGYESÜLETI ÉLET

Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Ádám András, Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Koesis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Ádám András

Szerkesztőség: Budapest V, Reáltanoda-u. 13-15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Közköztatásügyi Kiadóvállalat, Budapest V, Szalay-u. 10-14
Távbeszélő: 122-044

Terjeszti : Posta Központi Hirlap Iroda Ü. V.

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat : Budapest, V, József nádor-tér 1. (üzlethelyiség).

Telefon : 183-022, 180-850. Postatakarékpénztári csekkszám: 61.256

Felelős kiadó: a Közköztatásügyi Kiadóvállalat igazgatója

Előfizetés egy évre 20.-, félévre 10.- Ft; egyes szám ára 6.- Ft

Megjelenik évente négyszer

СОДЕРЖАНИЕ

<i>И. Ковач :</i>	Центральный физический научно-исследовательский институт
<i>И. Борш :</i>	Некоторые проблемы из области исследования полупроводников
<i>П. Фараго :</i>	Электронный умножитель
<i>А. Чеке</i>	О неправильном употреблении в связи с многими вращательными движениями понятия центробежной силы

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

БИБЛИОГРАФИЯ

ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

II. évfolyam

2. szám

1952. június

A Központi Fizikai Kutató Intézet

A Magyar Népköztársaság Minisztertanácsa 1950. augusztus 18-án kelt rendeletével létrehozta a Központi Fizikai Kutató Intézetet (KFKI). Az Intézet feladatát a rendelet a Magyar Tudományos Akadémia által a fizikai kutatás számára jóváhagyott problémák megoldásában jelölte meg és az ötéves tervtörvény pedig az Intézet felállítására és felszerelésére az anyagi fedezetet is biztosította. A fizikai kutatás előmozdítására és eredményesebbé tételére ilyen intézkedés az egész eddigi magyar történelem során még sohasem történt. Nem történt, mert ha ilyesmi egyes fizikusoknak a felszabadulás előtti időkben eszükbe is jutott, a félféudális társadalmi rendszer sem az anyagi, sem pedig a szellemi előfeltételeket nem tudta megteremteni ehhez; másszóval abban a társadalmi rendszerben ez nem tudott társadalmi szükségessé válni. Ez azután azt eredményezte, hogy a fizikai kutatás fontosságát eleinte nem akarták, később pedig a nevelés egyoldalúsága miatt nem is tudták felismerni és így a fizikai intézetek felszerelésére nem sokat áldoztak, kevés kivétellel ezek felszerelése korszerűtlen és elavult volt, komoly kutatásra pedig a legtöbbjük alkalmatlan. Ennek következtében a technika, az ipar és mezőgazdaság a fejlődéstől elmaradt; korszerűtlenebbül termeltünk, mint az a tudomány akkori állapota mellett szükséges lett volna, ami persze az uralkodó osztály szempontjából nem volt baj, mert a munkaerő olcsó volt és a profitot így is tudták biztosítani.

Az a néhány elszánt ember, aki tudományos kutatással akart foglalkozni a felszabadulás előtti időkben, jórészt magános farkasként kóborolt a tudomány erdejében és nem egyet közülük elüldözött a tudomány vagy az ország területéről a nélkülözés és a nyomor. A tudomány megismerése és fejlesztése csak a gazdagok kiváltsága lehetett. A társadalom sem szervezetten, sem szervezetlenül nem törődött a kutatókkal és sokan közülük vagy feladták a kilátástalan harcot és lemondtak a tudományról, vagy pedig külföldre távoztak. Támogatás,

segítség és irányítás hiánya azután azt eredményezte, hogy egészen tervszerűtlenül, teljesen a véletlentől függött, hogy kutatóink a fizika mely területével kerültek kapcsolatba és előállt az a nehéz helyzet, hogy ahány fizikus volt Magyarországon, az — szinte autodidakta módon — jóformán annyiféle területen dolgozott és alig volt két kutató az országban, akik kutatási problémáikat egymással megvitathatták, nézeteiket kicserélhették és egymást iniciálhatták volna. Így azután a legtöbben önmagukba zárkoztak, munkásságukat idehaza csak kevesen ismerték és még kevesebben értékelték, sőt sokszor teljesen el is szakadtak a való élettől, sok esetben kellő irányítás és támogatás hiányában munkájuk merő fejtornává vált, sok tehetség pedig el is kallódott. Akik pedig utánuk jöttek, azoknak előlről kellett kezdeniök mindent. A tudomány területén tehát, mint egy cseppben az egész tenger, megtalálható a kor valamennyi társadalmi és gazdasági jelensége.

Gyökeresen megváltozott azonban a helyzet a felszabadulás után. Az a tény, hogy a munkásosztály kezébe került a hatalom, új korszakot nyitott a tudomány fejlődésében is. A társadalmi elnyomás, a tudatlanság, az elmaradottság és sötétség tengerében világítótorony reflektoraként mutatta az utat a felemelkedéshez Sztálin elvtársnak a főiskolák tudományos munkásainak fogadásán 1938-ban mondott híres pohárköszöntője. Ebben kifejtette, hogy csak az az igazi tudomány, amely nem különíti el magát a néptől, amely nem kényszerből, hanem önként, szívesen szolgálja a népet, amely nem zárkozik a tudomány monopolistái módjára elefántcsonttoronyba, hanem minden kaput szélesen kitar az ország fiatal erői előtt, amely nem rabja a hagyományoknak és amikor a hagyományok, normák, szabályok elavultak, merészen megdönti azokat. Társadalmi rendszerünk gyökeres átalakítása után ezen felismerések alapján a tudomány, amelyet azelőtt elszigeteltek és csak kevesek számára tettek hozzáférhetővé, most egyre inkább az egész nép közkincsévé

válík. Az ország iparosítása és a mezőgazdaság fellendítése, valamint honvédségünknek a béke megvédésére egyre hatásosabbá fejlesztése szükségessé teszi a tudomány és technika egészen új megszervezését és a tanító és tanuló káderek szaporítását. Népi demokráciánk a tudósok előtt eddig soha nem látott perspektívákat és méreteket tárt fel a tudományos munka számára. Mindenki tapasztalhatja, hogy a kormány milyen bőkezű segítséget nyújt a tudományos szervező kezdeményezésekhez. E bőkezűség és nagyvonalúság megmutatkozik többek között a tudomány és technika különböző területein jelentékeny számban létesülő új kutató intézetek, közöttük a KFKI felállításában és fel-

nők kifejlesztési. Éppen ellenkezőleg: a KFKI a többi már meglévő kutató intézettel való szoros együttműködése alapján akar maga is fejlődni és azok további fejlődését is előmozdítani. Ilyen együttműködés körvonalai több intézettel kapcsolatban máris kezdenek kibontakozni és a továbbiakban is azon leszünk, hogy ezeket a szálakat minél szorosabbra fonjuk, hogy ezzel is szolgáljuk az eddig annyira hiányzó fizikus élet kialakulását és ezen belül a kutató káderek fejlődését és a kutatás további kifejlesztését.

Országszerte egyre nagyobb érdeklődéssel fordulnak a KFKI felé s ezért talán nem lesz érdektelen, ha néhány szóval ismertetem eddigi történetét, jelen állapotát és a jövőbeli tervein-



A Központi Fizikai Kutató Intézet Kozmikus Sugárzási Osztályának csillebérci épülete

szerelésében. A KFKI létrehozásával célunk az, hogy a rendkívüli módon elmaradt magyar kísérleti fizikai kutatást korszerű berendezésekkel és kísérleti eszközökkel ellátott intézet felállításával kirántsuk abból a kátyúból, amelybe az elmúlt időszak folyamán jutott. A modern kísérleti fizika fejlődése egyre inkább arra mutat, hogy a hadihajóméretű kísérleti kutató berendezések, a ciklotronok korszakában, a fizikai kutatást központosítani kell. Mindez természetesen nem azt jelenti, mintha ez a központosítás a többi kutató intézet rovására történne, mintha a KFKI-t a többi intézet elsorvasztásával akar-

ket. Megalakulásakor elsősorban a már fél évvel előbb a Műszaki Egyetem Atomfizikai Intézetében felépített és megszervezett spektroszkópiai, valamint az Eötvös Lóránd Tudományegyetem újonnan felállított kozmikus sugárzást kutató laboratóriumra alapoztunk, melyek ma már a KFKI egyes kutató osztályaként működnek.

A spektroszkópiai osztályon belül három csoport: a molekula-, az ipari- és az abszorpciós spektroszkópiai csoport működik. Ez az osztály részben a régi, de jórészt az újonnan beérkezett szovjet műszerek révén ilyen viszonylatban ma

már Európa egyik legjobban felszerelt laboratóriumával rendelkezik.

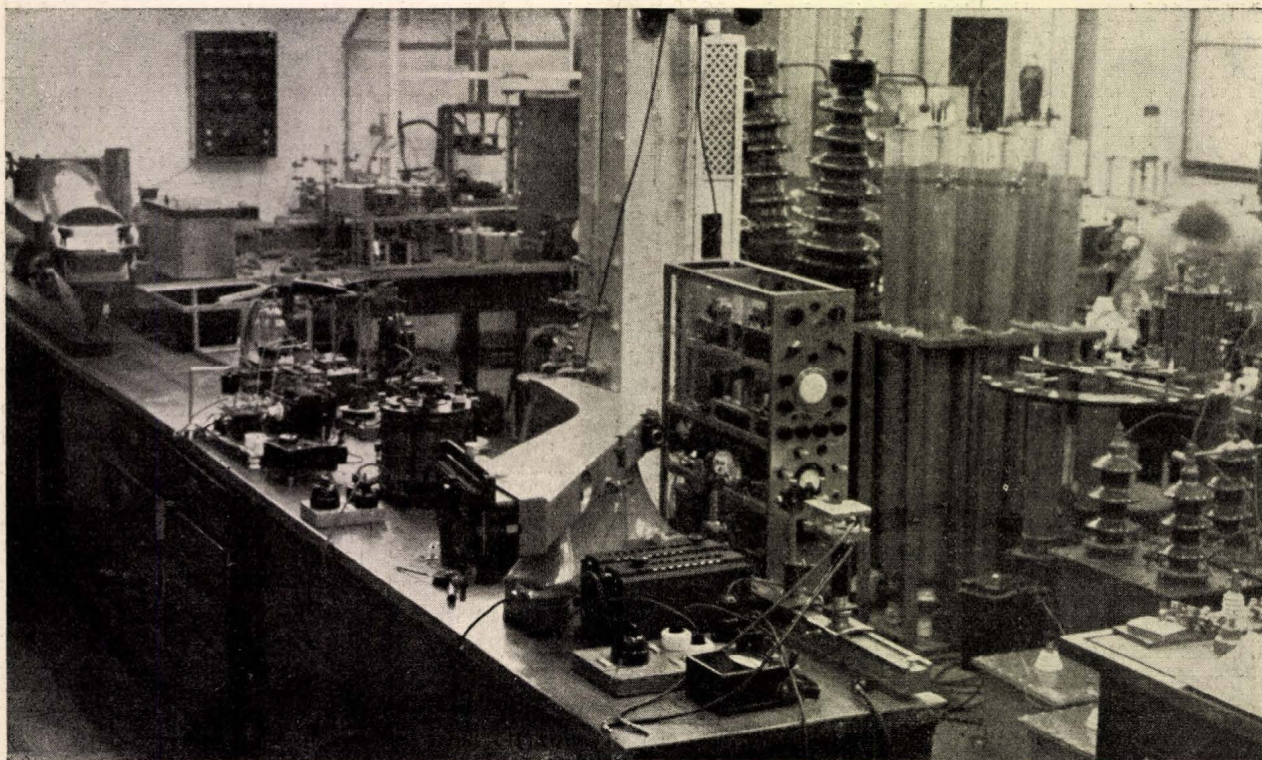
A kozmikus sugárzási osztály kutatási munkája nehezebben indult meg, mivel ott meglévő felszerelésre csak igen kis mértékben lehetett építeni. A nehézségek az utóbbi időben azonban már itt is elhárultak, mert a felső fórumok, a Párt és a kormányzati szervek támogatásának eredményeképpen a szükséges műszerek legnagyobb része már megérkezett és az osztály-megkezdte kutatásait.

1951 májusában alakult meg az ugyancsak az Eötvös Lóránd Tudományegyetem Fizikai Intézetében működő csoportokból az elektromágneses hullámok osztálya, valamint az akusztikai és ultraakusztikai csoport.

a kutató munka feltételeit, elvégezni a beruházások lebonyolítását, ellenőrizni és szorgalmazni az építkezések menetét stb.

Az egész intézet működését tudományos szempontból irányító és összefogó szerv az intézet mellett létesített Kutató Tanács, melynek tagjai elsősorban az egyes osztályok vezetői, valamint a fontosabb kormányzati szervek képviselői. Ennek feladata az intézet kutató munkájának összehangolása, a tudományos témák kijelölése, a tervek felülbírálata, azok végrehajtásának ellenőrzése és ezenkívül az igazgató mellett az intézet vezetésében mint tanácsadó szerv is működik.

Az egyes osztályok jelenleg nem minden szempontból kielégítő helyen és körülmények



A Központi Fizikai Kutató Intézet Spektroszkópiai Osztályának nagy laboratóriuma

1952 elején létrehoztuk az atomfizikai osztályt, amely egyelőre a Műszaki Egyetemen működik. A későbbiek folyamán megalakulnak majd a radiológiával, a szilárd testek fizikájával, elektronikával és az elméleti fizika különböző ágaival foglalkozó osztályok, illetve csoportok.

Az összes jelenleg már működő osztályokat és csoportokat adminisztratív szempontból összefogó központi igazgatás jelenleg a spektroszkópiai osztályon működik. Ennek a részlegnek a feladata a lehetőség szerint mentesíteni az egyes osztályok vezetőit és kutatóit az egyébként elkerülhetetlenül szükséges adminisztrációtól, megteremteni az egyes osztályok számára a különböző műszerek és anyagok beszerzésével

között folytatják munkájukat. Egyik legfontosabb feladatunk ezen segíteni és mint annyi sok más területen, itt is hátunk mögött érezzük a MDP, a kormányzat, és a MTA segítő támogatását. A Csillebércen, csodálatosan szép festői környezetben, távol a város zajától, teljesen nyugodt és a tudós elmélyülésére kiválóan alkalmas helyen egy szép 40 hold kiterjedésű parkban fogjuk a KFKI összes kutató osztályait olyan épületekhez juttatni, amelyeknek terveit a kutató osztályok vezetőinek elgondolásai szerint készítik el és amelyekben minden reálisan megalapozott kívánságaikat meg fogjuk valósítani. Így még 1950. szeptemberében elkészítettük a kozmikus osztály épületének terveit és

még októberben elkezdtek az építést, amely 1951 szeptemberben el is készült és az osztály munkáját már az új környezetben folytatja. A kozmikus osztály számára egy 70 m hosszú földszintes épület készült a közepén futó folyosókon jobbra és balra nyíló laboratóriumi helyiségekkel. Ehhez egy 40 m-es műhely épület-szárny csatlakozik. Ugyancsak még 1951 nyarán befejeződött a kiterjedt légizapórok tanulmányozására szolgáló 32 m mély akna és a belőle felülről számított 10 m-ként sugarasan szétfutó összesen 6 drb. táró. Hasonló létesítmény ilyen célra még sehol a világon nem épült. 1952 áprilisában befejeződött ugyancsak a kozmikus kutatás céljait szolgáló különlegesen megépített faépület is, ahol a voltaképpeni méréseket végzik a kutatók.

Még 1951-ben elkezdtek építeni és 1952 szeptemberben befejezzük a következő ugyancsak 70 m-es kétemeletes újabb épületünket. Itt nyer elhelyezést az atomfizikai és a radiológiai osztály, valamint ideiglenesen a központi igazgatás. Az 1953. év folyamán felépítjük azt a központi épületet, mely alkalmas lesz, hogy a népgazdaság számára alapvető fontossággal bíró különböző, egymást nem zavaró kutatási ágaknak megfelelő munkalehetőséget biztosítson. Ebben az épületben helyeznénk el az előzetes tervek szerint a spektroszkópiai, az elektromágneses hullámú-, az elméleti fizikai osztályt, az akusztikai és ultrahang-csoportot. Azt hiszem, felesleges külön megemlíteni, hogy az egyes épületekben gondoskodunk megfelelő előadó-, könyvtár-, kultúrteremről, valamint elegendő számú adminisztrációs helyiségről.

Az intézet tervezett létesítményei között szerepel az 1954. folyamán megépítendő központi műhely. Ezen létesítmény feladata lesz a szerteágazó kísérleti kutatás számára szükséges műszaki berendezések elkészítése. Ezen felül a központi műhely fejlődése folyamán el kell érni, hogy az alkalmas bázisul szolgáljon a tudományos kutatás számára különleges igényű berendezések tervezésére és kivitelezésére általában. A magyar népgazdaság ezideig nélkülöz ilyen intézményt.

Mint az eddig elmondottakból kitűnik, általános irányelvként követjük azt a gondolatot, hogy az egyes osztályok még a végleges épület elkészülte előtt kezdjék meg működésüket, hogy az építkezés befejezése után a munka folytatása az osztályok végleges helyén már csak költözködési probléma legyen. A tervezésnél figyelembe kell venni, hogy a folyton változó és fejlődő tudomány mindig új és új feladatokat és lehetőségeket teremt, amelyeket előre látni teljes pontossággal éppenséggel nem lehet. Éppen ezért lehetséges, hogy ezek a tervek az elkövetkező évek folyamán a népgazdaság szükségletei és a tudomány fejlődése során módosulásokat szenvedhetnek. Ezért a tervezésnél irányadó szempontnak kell lennie, hogy a

lehetőség szerint a továbbfejlődést minden osztály számára biztosítsuk. Ez a fejlődési lehetőség a 40 hold területtel s az egymáshoz képest távol történő építkezésekkel, valamint az egyes épületek tovább növelésével jórészt biztosítható.

A tervezett létesítmények kérdésével elválaszthatatlanul összefügg és egyike a legjelentősebb problémáknak a káderek kérdése. A tervek szerint az intézet teljes létszáma az első ötéves terv végére kb. 70 kutató lesz. Ebben természetesen nincsen benne a technikai segédzsemményzet létszáma, amely nyilván felül fogja múlni a kutatók számát. Ahhoz, hogy a KFKI végleges terveit megalkothassuk, szükséges az egész ország fizikus káderállományának ismerete, strukturális összetétele, ami szükségessé teszi a fizikusok feltérképezését. A káderproblémák vonalán a terv végrehajtása nem lesz könnyű feladat, de tisztában kell lenni azzal, hogy ennek végrehajtása a KFKI létkérdése. Nyilvánvaló, hogy a káder utánpótlás elsősorban az egyetemről kikerülő okleveles fizikusokból, ezenkívül matematika-fizika szakos tanárokból és villamos mérnökökből kell, hogy összetevődjön. Ezenfelül szükség van arra is, hogy az intézet kádereket kapjon más területekről is. Gondolunk elsősorban fiatal mérnökökre, matematika-fizikaszakos középiskolai tanárookra. A kutató berendezések megépítése ma már egyre bonyolultabb feladattá válik és ezeknél egyre kevésbé nélkülözhető a mérnöki szakismeret. Ehhez járul az elektronika legkülönbözőbb területén való széles alkalmazása úgy, hogy ma már a spektroszkópiától az atomfizikáig úgyszólván nélkülözhetetlen az elektronikus szakember. Ezenkívül intenzívebben kell szorgalmazni a fizikus aspiráns képzést, több fizikus aspiránst kell küldeni a Szovjetunióba és a népi demokráciákba. Úgy látjuk, hogy a káderproblémák megoldására ezek a járható utak.

Hasonlóképpen külön káderkérdést jelent a jól képzett technikai segédzsemményzet problémája. Ennek megoldására lehetővé kellett tenni, hogy a fizikai intézetek műhelyei ipari tanulókat alkalmazzanak, ami olyan szakemberek kiképzését eredményezné, akik tisztában vannak a tudományos műszerekkel szemben támasztott speciális követelményekkel. Jelenleg már 8 ipari tanuló dolgozik az egyes osztályok mellett létesített műhelyekben.

Ezek lennének azok a főbb szempontok, melyeket a KFKI szervezésével kapcsolatban elsősorban tartunk szem előtt. Természetesen ilyen szűkre szabott kereten belül lehetetlen az egyes problémákkal olyan részletesen foglalkozni, amint azt azok természete és súlya megkívánna. Ezért ez az ismertetés szükségképpen hiányos, vázlatos, helyenként a problémákat csak felületesen érintő lehetett. Sok olyan kérdés szerepel itt, ami maga egyedül külön cikk anyagát képezhetné. Célunk azonban nem a

kérdések megtárgyalása, vagy éppen megoldása volt, hanem áttekintő képet akartunk adni a KFKI működéséről, szervezetéről, tevéiről, valamint az ezekkel kapcsolatban felmerülő és az egész magyar fizikai kutatást egyetemesen érintő kérdésekről. Ezek a kérdések természetesen nem oldhatók meg elszigetelten, környezetükből kiragadva, kizárólag egy intézetre vonatkoztatva, hanem kollektív munkával történő egyetemes, általános érvényű megoldásra várnak. Maga a KFKI szervezése is annyira bonyolult és szerteágazó, olyan sokféle szakértelmet megkívánó tevékenység, hogy felülmúlja egy ember véges erejét és képességeit annál is inkább, mivel ilyen irányú tapasztalatokkal itt nálunk senki sem rendelkezik. Ha mindjárt a megszületésekor nem álltak volna mellettem kitűnő munkatársaim segítő készségükkel, akkor a KFKI még ma is a vajadás állapotában lenne. Eredményeink közös munka eredményei, azonban ezek is csak a Párt és kormányzat legmesszebbmenő segítsége és támogatása mellett voltak elérhetők. Külön ki kell emelnünk azt a személyes érdeklődést és minden bürokráciamentes közvetlen segítséget,

amelyet a Párt legmagasabb vezetőitől kaptunk olyan esetekben, amikor a problémák szinte már megoldhatatlannak látszottak. A Párt támogatásának köszönhető tehát, hogy a Kisded ma már járni tanul és ha lépései még kissé bizonytalanok is, minden remény meg van rá, hogy rövidesen beáll a békét és a szocializmust építő felnőttek harcos taborába. Ez a támogatás azonban kötelez bennünket és úgy hiszem, mindnyájunk érzéseit fejezem ki, ha beszámolómat Pavlovnak, a XV. Nemzetközi Fiziológiai Kongresszuson mondott szavaival fejezem be: „Önök hallották és látták, milyen páratlanul kedvező helyzetben van hazámban a tudomány. Az államhatalom és a tudomány közt kialakult viszonyt csak egy példával szeretném szemléltetni: mi a tudományos intézetek vezetői egyenesen attól félünk és az nyugtalanít bennünket, hogy vajjon képesek leszünk-e munkával meghálálni mindazokat a javakat, amelyeket a kormány rendelkezésünkre bocsát”.

Kovács István

Központi Fizikai Kutató Intézet
Budapest

1952. évi Sztálin-díjak

Ez évben is a szovjet tudósok nagy csoportját tüntették ki Sztálin-díjjal. Kiváló tudományos munkáért összesen 93 Sztálin-díjat ítéltek oda. A Sztálin-díjak bizonyítják, hogy a szovjet tudósok sikeresen hajtják végre a Sztálin elvtárs által kitűzött feladatot, azt, hogy nemcsak utól kell érni, hanem túl is kell szárnyalni a külföldi tudomány eredményeit. A szovjet tudósok egész sor tudományágban az első helyet foglalják el a világ tudományának fejlesztése terén.

A fizika terén kifejtett munkásságukért több kutatót tüntettek ki Sztálin-díjjal:

I. fokú Sztálin-díjjal tüntették ki Nyikolaj Bjelovot a Szovjetunió Tudományos Akadémia lev. tagját, a kristályok atomstruktúrájáról szóló tudományos művéért. Ugyanilyen díjban részesült halála után Szergej Vavilov akadémikus „A fény mikrostruktúrája”, valamint „A szem és a nap” című tudományos műveiért.

Ugyancsak Sztálin-díjat kaptak a luminiscencia kutatás területén kifejtett kiemelkedő munkásságukért a Vavilov iskolához tartozó V. L. Levsin és V. V. Antonov Romanovszki.

Sztálin-díjat kapott Dimitrij Blohincev „A kvantummechanika alapján” című tankönyvéért, amelyet magyarra is lefordítottak.

1952. évi Kossuth-díjak

A Magyar Népköztársaság Minisztertanácsa az 1952. évben is számos munkaterületén élenjáró dolgozót tüntetett ki Kossuth-díjjal. A Kossuth-díjasok megnövekedett száma ismét kézzelfoghatóan bizonyítja, hogy népi demokráciánkban lényegében megteremtődött a munkához

való szocialista viszony. Ennek következtében is mindinkább szűkül az a szakadék, mely a kapitalista társadalmi renden belül a fizikai és szellemi munkát elválasztotta. Dolgozó értelmiségünk egyre közelebb kerül a munkásosztályhoz, a dolgozó néphez. Mind nagyobb számban hoz létre olyan alkotásokat, melyek segítik dolgozó népünket nagy célkitűzései végrehajtásában.

1952-ben fizikai Kossuth-díjat kaptak: *Selényi Pál* akadémikus, az optika és a fizika egyéb területein végzett alapvető jelentőségű munkáiért. (Selényi optikai munkásságának egy fontos részét ismertette részletesen a Fizikai Szemle 1951. 4. száma.) *Simonyi Károly* műegyetemi tanár, az atomfizika számára elsőrendűen fontos nagyfeszültségű gyorsítóberendezések (Van de Graaf generátorok) hazai anyagokból való megépítéséért.

Kémiai Kossuth-díjat társulatunk két tagja kapott: *Szalay Sándor* fizikus, debreceni egyetemi tanár, hazai szénre vonatkozó nagyfontosságú geokémiai vizsgálataiért. *Schay Géza* akadémikus, fiziko-kémikus, a gumi fizikai-kémiai tulajdonságainak vizsgálatáért.

A szocialista építés terén elért eredményeikért Kossuth-díjat társulatunk következő tagjai kaptak: *Ács Ernő* fizikus, egy 24 csatornás, a geofizikai kutatásban fontos szeizmikai berendezés hazai gyártásának megindításáért. *Lukács József* gépészmérnök réz-alumínium összekötők szinterizációs módszerrel való előállításáért és egyéb gyártási problémák megoldásáért.

Társulatunk szeretettel üdvözli Kossuth-díjasait, kívánva nekik további sikeres munkát és új eredményeket.

A félvezetőkutatás néhány problémája

A Budapesti Műszaki Egyetem Mérnöki Karán 1950. július 6-án tartott magántanári próbaelőadás

A félvezető elnevezés illeti a szilárd testek egy nagy csoportját, amelyek általában rosszabbul vezetnek, mint a fémek, továbbá — és ez még a lényegesebb tulajdonságuk — az elektromos vezetés természete más, mint a fémeknél. Nevezetesen pl. a fémeknél az ellenállás a hőmérséklet emelésével nő, a félvezetőknél csökken. Az elnevezésben benne van az, hogy ezek a szilárd testek az elektromos vezetés szempontjából átmenetet képeznek a fémes vezetők és szigetelők között. Ez azonban már csak részben igaz. A félvezető elnevezés nem egészen szerencsés. Sokkal jobb elnevezés volt ezekre Königsbergeré, aki ezeket „variable Leiter” elnevezéssel illette. Ez az elnevezés nagyon jól adja vissza a félvezetőknél azt a tulajdonságát, hogy a spec. vezetőképesség (vagy ha úgy tesszük ellenállás) nem anyagállandó, hanem a stöchiometriai összetétellel igen erősen változik, amely változás több nagyságrendet is kitehet. Ilyen félvezető anyagok bizonyos fémoxidok, fémsulfidok, azután hasonló tulajdonságokkal rendelkeznek a színezett alkálihalogenidek, foszforok stb. A félvezetőknél az áramvezetésben elektronok játszanak szerepet. Az elektronos vezetés kimutatására megvannak a megfelelő módszerek.

Gyakorlati szempontból az elektronos félvezetők igen nagy jelentőséggel bírnak. Hogy csak néhány példát említsek: ebbe a problémakörbe tartozik a száraz egyenirányítás, fénylemek, izzókathódok, fotokathódok, szekunderemittáló anyagok, foszforeszkáló és fluoreszcens lámpák), fényérzékeny anyagok (fotografálási processzusok), fényszűrők, kristályszámlálók, tranzistorok stb.

A félvezetőkutatás 60—80 évre tekint már vissza s újabban mind nagyobb számú kutató dolgozik ezen a területen s gyakorlati szempontból is egyre nő ezek jelentősége. Itt megemlíthetem azt, hogy már a félvezetőkutatások legelső idejében egy magyar kutató is bekapcsolódott a kutatásokba, éspedig Abt Antal, a kolozsvári egyetem első fizikaprofesszora, akinek eredményeit a külföldi irodalomban többször is idézik. Igen régen (1912 óta) dolgozik ezen a területen és nemzetközileg is igen ismertek és értékeltek Gyulai professzor munkái. Ezekhez kapcsolódnak azután az ő tanítványainak munkái. Igen jelentősek Selényi Pál vizsgálatai. Újabban az Egyesült Izzó kutatólaboratóriumában Szigeti György vezetése alatt folyó számottevő kutatások.

A félvezetőkutatásnak igen nagy impulzust adott a huszas évek derekán kiépített quantum-

mechanika. A fémek elektronelméletének eme legújabb alapjain építették fel a félvezetők elméletét is. Az elektromos vezetés elméletét W. Wilson építette ki a félvezetőkre. A továbbiak megértése szempontjából most röviden ismertetem a Wilson-féle képet a félvezetőről.

Az atomok elektronjai a quantummechanika szerint csak bizonyos meghatározott értékű, diszkrét energiaértékeket vehetnek fel. Ezeket az energiaértékeket kísérletileg meg tudjuk határozni spektroszkópai adatokból, vagy pl. elektronütközési kísérletekből (Frank és Hertz-féle kísérletekből). Az egyes energiaértékeket négy quantumszámmal jellemezhetjük. A Pauli-elv szerint minden ilyen számnegyessel jellemezhető energiaállapotban csak egy elektron lehetséges. Igen lényeges megjegyezni azt, hogy ezek az energiaértékek az atomoknál vonalas spektrumot, tehát diszkrét értékeket adnak. Ha most az atomok kristályokat (szilárd testet) alkotnak, akkor ezek az energiaértékek megváltoznak. A kristály úgy tekinthető, mint egy óriás molekula, az egyes atomok között kötéserők működnek. Ezek a kötések azután megváltoztatják az egyes atomok energiaértékeit is. Igen lényegesen megváltoznak az energiaértékek a legkülső elektronoknál. A legkülső elektronok szerepet játszanak a kötésnél is. A legfelső energiaértékek szilárd testeknél már nem diszkrét értékek, hanem folytonos sokaságot alkotnak, mivel ezek az értékek lényegében 10^{23} nagyságrendű, egymáshoz végtelenül közel eső diszkrét értékekből tevődnek össze.

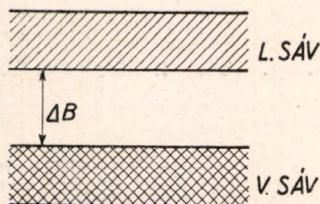
A legfelső két ilyen folytonos sáv a vezetési sáv és valencia sáv. A sáv szélesség elektronvolt nagyságrendű. A fémeknél bizonyos esetben a valencia sáv csak részben van betöltve. Más fémeknél a valencia sáv teljesen be van töltve, azonban a valencia sávot részben fedi a vezetési sáv. A vezetésnek a feltétele az, hogy a külső elektromos tér rákapcsolása esetén az elektronok energiájukat folytonosan tudják változtatni. Ez nem lehetséges akkor, ha az energiasávok mind betöltöttek elektronokkal és a vezetési sávban nincs elektron. Ilyen tulajdonságúak a szigetelő anyagok. A fémek előbb említett két esetében a részleges betöltés, illetve a sávátfedés mellett lehetséges az elektronok energiájának folytonos változása, lehetséges a vezetés.

A félvezetőknél a vezetési sáv abszolút 0 fokon teljesen üres, a valencia sáv pedig teljesen betöltött. A két sáv közötti $u. n.$ tiltott zóna távolsága elektronvolt nagyságrendű. W. Wilson az ilyen típusú $u. n.$ saját félvezetőre a következő képet adta (l. az 1. sz. ábrát): ha ΔB a két

sáv távolsága, akkor T hőmérsékleten a valencia sávból hőgerjesztéssel a vezetési sávba

$$n \sim \text{const} \cdot e^{-\frac{\Delta B'}{2kT}}$$

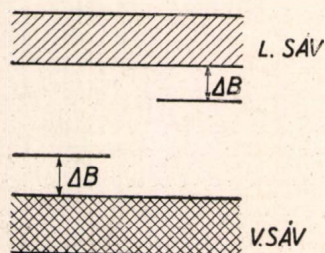
számú elektron megy át. Tehát ekkor már vannak a vezetési sávban elektronok, amelyek vezetést idézhetnek elő s a vezetés a hőmérséklet növekedésével erősen növekszik.



1. ábra. A „saját félvezető” energiasémája

Gudden azonban úgy véli, hogy a valóságban ilyen típusú félvezető nem is létezik. A legújabb vizsgálatok azt mutatják, hogy alacsonyabb hőmérsékleten Guddennek igaza van. Itt csak tisztátalansági vezetést észleltek. Magasabb hőmérsékleteken azonban egyes anyagoknál (pl. szilíciumnál) „saját vezetés” lép fel. Gudden javaslatára dolgozta ki azután Wilson az ú.n. tisztátalansági félvezetők („Störhalbleiter”) elméletét. Ez röviden a következőkben jellemezhető: a kristály szabálytalan fölépítése, vagy bizonyos szennyeződések miatt, a tiltott zónában fellépnek — a tiltott zóna alatt — ú. n. zavaró nívók, amelyek elektronokkal vannak betöltve. Ezek a zavaró nívók elektronokat szolgáltathatnak a vezetési sávba s így ismét van egy mechanizmusunk, amelyik vezetésre képes. Wilson szerint ilyen „felesleg félvezető”-nél, ha a zavaró nívó $\Delta B'$ távolságra van a vezetési sáv alsó szélétől, akkor a zavaró nívó

$n \sim \text{const} \cdot e^{-\frac{\Delta B'}{2kT}}$ számú elektront szolgáltat T hőmérsékleten a vezetési sávba. Meg kell itt jegyezni, hogy a vezetési sáv alatt $\Delta B'$ távolságban lévő zavaró helyeknek van bizonyos koncentrációja, ami természetesen szintén szerepet játszik a vezetőképesség formulájában. Ez a koncentráció bizonyos esetekben 1—2%, más esetben pedig ennél lényegesen kisebb. A félvezetők másik típusa a defekt vezetők. A két típus energiasémáját a 2. sz. ábra mu-



2. ábra. A „felesleg félvezető” és „defekt félvezető” energiasémája

tatja. Ezeknél a defekt vezetőknel a kristályrács hibái miatt, vagy szennyezések folytán a valencia sáv fölött a tiltott zónában vannak betölthető üres energianívók. Ezekre a nívókra a valencia sáv termikus gerjesztés révén elektronokat szolgáltatnak s így — mivel a valencia sávban üres helyek maradtak, — azért a sávban felléphet elektron átrendeződés, elektron eltolódás, vagyis áramvezetés. Ez könnyen megvilágítható a következő hasonlattal: ha egy zárt doboz teljesen meg van töltve golyókkal, akkor annak rázásakor a golyók egymáshoz képest nem mozdulnak el. De ha a dobozból egy csomó golyót kiszedünk, akkor a golyók a dobozban elmozdulhatnak. Wilson a defekt félvezetőkre az előbbiekhöz hasonló formulát adott: az üres helyek száma a valencia sávban T hőmérsékleten, ha a zavaró nívó távolsága a valencia sáv felső szélétől $\Delta B''$,

$$n \sim \text{const} \cdot e^{-\frac{\Delta B''}{2kT}}$$

A specifikus vezetőképesség formulájában szerepel természetesen az elektronok száma, vagy az üres helyek száma és ezek mellett még más fontos adat. A spec. vezetőképesség változása a hőmérséklettel egy exponenciális formulával adható meg és pedig a következő alakban:

$$k = A e^{-\frac{\Delta B}{2kT}}$$

ΔB -t nevezik a vezetőképesség hőmérsékleti koefficiensének, vagy másképpen aktiválási energiának. Ez tehát jelenti a zavaró nívónak a távolságát a vezetési (vagy a valencia) sávtól.

Azonnal meg lehet itt jegyezni azt, hogy lényegében ilyen szerkezetűek a foszforok is. Ezeknél a foszforeszcenciaképesség létrejön akkor, ha egy alapanyagba bizonyos kis koncentrációjú idegen anyagot, szennyezőst záruk be. A foszforeszcenciánál azután ezek a zavaró nívók játszanak szerepet. (Lénárd-féle centrumok.)

Ezzel a képpel magyarázható továbbá az ú. n. fényelektromos vezetés jelensége: a zavaró nívóról az elektronokat nemcsak termikus gerjesztéssel emelhetünk a vezetési nívóba, hanem azáltal is, hogy megfelelő fényenergia abszorpciójával jutnak a vezetési sávba és ezáltal az anyag szintén vezetésre képes lesz, illetve a vezetése megnövekszik.

Wilsonnak és Guddennek eme félvezető modellje után azonnal felvetődik a kérdés, lehetséges-e az, hogy ezeket a ΔB értékeket optikai úton (abszorpció, foszforeszcencia, fényelektromos vezetés), továbbá elektromos vezetőképességmérésekből megkapjuk. Ez igen fontos kérdése a félvezetőkutatásnak. Meg kell mondani itt azt, hogy ezt a kérdést nem fogták meg szerencsésen a kutatók. Gudden 1936-ban és vele egyidejűleg sok más kutató kijelentette, hogy ez nem is várható, bár eredetileg várták volna. Azonban fel kell tételeznem azt, hogy erről száz

százalékig Gudden sem volt meggyőződve. 1943-ban Intézetében, Prágában vizsgálatokat végeztem V_2O_5 kristályokon. Itt azt találtam, hogy ΔB a vezetőképesség mérésekből 0,40 eV-nak adódott és amidőn éppen az ő tanácsára azután az ultravörösben abszorpciós méréseket végeztem, ennek az értéknek megfelelő abszorpciós maximumot meg is találtam. Ezeknek a méréseknek a kiértékelése után akkor történt, amikor a háborús események folytán én Gudden professzortól elszakadtam s mivel ő a háború folyamán életét vesztette, erről az eredményemről már nem is értesülhetett.

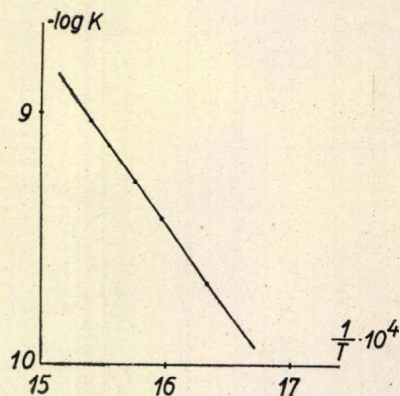
Itt külön ki kell emelnem azt, hogy a zavaró nívók ismerete igen nagy jelentőséggel bír a félvezetőkutatásnál. A vezetéskor ezek az értékek szerepelnek a formulákban, a foszforoknál a gerjesztés, az emisszió stb. mechanizmusának megismerésénél szintén fontos. Mégis pl. H. Fröhlich 1937-ben a fémek elektronelméletéről írott monográfiájában a félvezetőknek szentelt fejezetében is sajnálattal állapítja meg, hogy 1937-ig nem volt egyetlen félvezető sem, amelynek zavaró termsémája ismeretes lett volna. Ugyanilyen értelmű kijelentést tesz E. Justi 1948-ban megjelent könyvének a félvezetőkéről írott fejezetében. Ezen azonban nem is kell meglepődnünk, mert a kérdés nem egyszerű. Ilyen félvezető anyagokból nagyobb egykristályok csak a legkritikább esetekben állíthatók elő. Ha előállíthatók is, akkor is legtöbbször nem átlátszók a kristályok.

1947-ben azt a gondolatot vetettem fel, hogy a színes alkálihalogenideken kellene próbálkozni és ezekre alkalmazni a félvezető elméletét. Ezeknél az eset ugyanis lényegesen egyszerűbb. Nagyobb egykristályokat lehet ezekből készíteni, a természet is nyújt ezekből egykristályokat. Ezek színezve is átlátszók és igen alkalmasak arra, hogy abszorpciót mérjünk rajtuk. Az alkálihalogenideken azonkívül igen sok mérési adat van minden vonatkozásban és ezek az adatok alkalomadtán egy-egy adódó kérdés megoldásánál felhasználhatók. Továbbá elméleti úton is ki van számítva pl. a vezetési sáv és a valencia sáv távolsága. A két sáv egymástól való távolsága $NaCl$ -nál 7,40 eV. A színes alkálihalogenideknél az elektronvezetés a fényelektromos vizsgálatokkal kapcsolatosan egyértelműen eldöntött kérdés. A kristályok színezésének több módja van: röntgenezés, radioaktív besugárzás, alkáli fémgőzben való festés, csúccsal való színezés.

A tiszta alkálihalogenidek vezetéséről azonban jelenleg az a felfogás uralkodik, hogy ez a vezetés ionos. Mint fő érvek, e mellett a felfogás mellett felhasználhatók a Tubandt-féle iskola eredményei. Ők elektrolitikus mérésekkel anyagkiválást mutattak ki az elektródokon. A kérdés azonban nem olyan egyszerű. Tubandt és munkatársai olyan módszereket dolgoztak ki, hogy

ezekkel még elektronvezetőknel is kimutattak anyagkiválást. Ilyen esetük volt az Ag_2S -al, amiről Gudden kimutatta Hall-effektus méréssel, hogy elektronvezető.

Tekintsük most át a vezetési mérések eredményeit az alkálihalogenideken. A vezetőképesség hőmérsékleti függését a van t'Hoff-féle formula adja meg: $k = A e^{-\frac{B}{T}}$ a $\log k$ és $1/T$ között e szerint a formula szerint lineáris kapcsolat áll fenn. A kettő összefüggését a mellékelt 3. sz. ábra szemlélteti. A formulában



3. ábra, A $NaCl$ vezetőképességének hőmérsékleti függése

szereplő A és B értékek azonban mások alacsony és magas hőmérsékleten. A B értéket kioldási munkának nevezik, a A érték a vezetésben szereplő korpuszkulákkal arányos érték. A B értéke $NaCl$ -nál alacsony hőmérsékleten 10.000 körül van, magas hőmérsékleten 23.000. Egy időben az volt a felfogás, hogy $NaCl$ -nál kizárólag csak ez a két érték szerepel. Ezt a véleményt teszi magáévá Smekal is a Handbuch der Physik XXIV/2-es kötetében írt nagy referátumában. Az irodalomban azonban ezeken az értékeken kívül egy egész sereg más érték is szerepel a különböző kutatóknál.

Az előbb megismert van t'Hoff-féle vezetőképességi formulát azonban felírhatjuk a fél-

vezetőknel szokásos $k = A e^{-\frac{AB}{2kT}}$ alakban is és ekkor a ΔB -t eV-ban adhatjuk meg. Hogy ez a felírásmód jogos-e vagy nem, azt rövidesen látni fogjuk.

A kioldási munkaértékeket alacsony és magas hőmérsékleti vezetésre vonatkozólag összeállítva adja a mellékelt táblázat. Az irodalomban a következő kutatók eredményei találhatók $NaCl$ -ra: alacsony hőmérsékleti vezetésnél Kassel, Phipps, Lansing, Cooke, Boros; magas hőmérsékleti vezetésnél Phipps, Lansing, Cooke és Vészai.

Nézzük meg most, mit adnak a színes $NaCl$ kristályokon végzett abszorpciós mérések. Színes $NaCl$ kristályok abszorpciós vizsgálatainál jelentősek Gyulai mérései sárga, továbbá termé-

Táblázat

A NaCl kristályok vezetőképességének temperatúrakoefficiensei

B	Bev-ben	Kutató neve
10.050	1,73	Kassel
10.200	1,76	"
10.300	1,77	"
10.300	1,77	Phipps, Lansing, Cooke Tammann, Vészi
11.150	1,92	Kassel
11.200	1,93	"
11.250	1,94	Boros
11.250	1,94	Phipps, Lansing Cooke
11.300	1,95	Kassel
11.350	1,95	"
11.450	1,97	"
11.500	1,98	Kassel
11.600	2,0	"
11.700	2,02	"
11.800	2,03	"
12.600	2,17	Kassel
12.900	2,23	Kassel
13.000	2,24	"
13.000	2,24	Boros
13.100	2,26	Kassel
13.300	2,29	Kassel
13.350	2,30	"
14.000	2,41	Kassel
14.000	2,41	Boros
14.950	2,57	Kassel
14.950	2,57	Boros
15.500	2,67	(„F” centrum) Kassel
16.000	2,76	Kassel
19.800	3,41	Phipps, Lansing, Cooke Vészi
23.000	3,97 (defekt vezetés)	Phipps, Lansing, Cooke

szetes kék és viola kristályokon, azután Ottmer mérései, Savostianowa, valamint Przibram és munkatársainak munkái. Ezek az abszorpciós mérések a következő legfontosabb értékeket szolgáltatottak: az abszorpciós maximumok eV -re átszámítva vannak megadva; 1,73, 1,94, 2,00, 2,17, 2,22, 2,37, 2,57, 2,67 (az „F” centrum) és

végül 3,41 eV . Látható tehát, hogy az abszorpciós maximumok nagy pontossággal megegyeznek a kioldási munkaértékekkel. Jegyezzük meg azonban azt, hogy a kioldási munkaértékeket tiszta kristályoknál nyertük. Én egyáltalán nem vagyok meggyőződve arról, hogy a vezetésben résztvevő korpuszuláknak ezt a sokfajta kötését az az elmélet meg tudná magyarázni, amelyik a vezetést ionosnak feltételezi. Nagyon kézenfekvő, hogy itt azt tételezzük fel, hogy a vezetés nem ionos, hanem elektronos és ami továbbá igen lényeges: a Wilson-elméletnek megfelelően a zavaró nivókat valóban megkapjuk elektromos és optikai úton is.

Meg kell itt még jegyeznem azt, hogy a Kísérleti Fizikai Intézetben folyó vizsgálatok kimutatták azt, hogy tiszta KCl és KBr kristályokon megkaptuk az ú. n. „F” centrumoknak megfelelő 2,19 eV értéket a KCl és 1,97 eV értéket a KBr kristályokon.

Kb. két éve kezdtük meg az Intézetben a vezetőképességméréseket színes kristályokon. Ezeknél ugyanis elektronvezetés már a régebbi felfogás szerint is van. A méréseket elvégeztük $NaCl$, KCl és KBr kristályokon és azt kaptuk, hogy mindazok az értékek, amelyek optikai úton nyerhetők, megkaphatók vezetőképességi mérésekből is.

Összefoglalásul most nézzük meg, milyen kérdésekre adtunk feleletet? 1. A zavaró térséma megszerkeszthető. 2. Az optikai és vezetési psoecesszusok igenis egységesen tárgyalhatók. 3. A vezetés természete az alkálihalogenideken elektronos, és pedig részben felesleg vezetés az alacsony hőmérsékleteken, magas hőmérsékleten viszont defekt vezetés.

Mit lehet ezzel a képpel kezdeni? $NaCl$ -nál sikerült értelmezni a vezetés jelenségeit, a foszforescencia jelenségeket, fényelektromos vezetési jelenségeket, színezési és elszíntelenítési jelenségeket stb. Ezekről rövidesen részletesebb közlemények számolnak majd be.

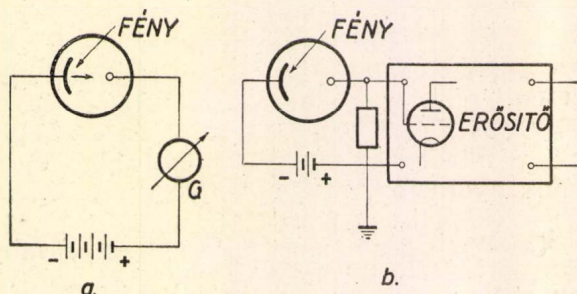
Az alkálihalogenidek jó modellt adnak arra, hogy ennek példája nyomán komplikáltabb összetételű anyagok és más félvezető-problémákat megoldhassunk. Ezek az egyszerűbb modellek minden bizonnyal nagy segítségre lesznek olyan fontos problémák tisztázására, mint pl. a szárazegyenirányítók, vagy tranzisztorok.

Boros János

Budapesti Műszaki Egyetem
Kísérleti Fizikai Intézet

Az elektronsokszorozó

Nagyon sok kísérleti fizikai feladat megoldásához szükséges igen gyenge fényáram intenzitásának, vagy intenzitás-változásainak a mérése. Hogy csak egy példát említsek, gondoljunk arra, hogy az olyan sokféle célt szolgáló spektroszkopiai vizsgálatok jelentős része színképvonalak, vagy sávok intenzitáseloszlásának a kiméréséből áll. Ilyen feladatok megoldására legcélszerűbb a fényelektromos jelenséget felhasználni; a mérendő fényt egy fotocella katódjára ejtjük és ekkor a fotocella áramkörében egy a beeső fény intenzitásával arányos elektromos áramot kapunk, mert a beeső fény intenzitásával arányos számú elektron lép ki a fotocella katódjából és repül az anódja felé (1/a. ábra).



1. ábra.

Ilyen módon a fényáram mérésének problémája elektromos árammérési feladattá válik. A fényelektromos jelenséget igen változatos módon használja a modern technika is, mindenütt, ahol fényjeleknek elektromos jelekké való átalakítása célszerűen alkalmazható, így a legkülönbözőbb fénnel vezérelt automatákban; köztudomású, hogy ezen alapul a hangosfilmek hang visszaadása és a televízióban a képek leadása is.

Ha a fotocellára eső fény intenzitása kicsi, akkor mérésénél vagy másféle felhasználásnál egyaránt felmerül a fotocella adta áram erősítésének a kérdése, a legkisebb mérhető, illetve felhasználható fényáramnak u. i. az szabja meg az alsó határát, hogy mekkora erősítést tudunk elérni. Az erősítés terén két lehetőség van. Az egyik az, hogy a fotocella áramát, illetve azt a feszültséget, amelyet ez egy ellenálláson okoz, elektronsövekkal erősítjük fel (1b. ábra). A másik eljárás abból áll, hogy a szekunder elektron-emisszió jelenségének a felhasználásával magát a fotokatódról kilépő elektron-áramot erősítjük fel. Ez történik minden fényérzékeny elektronsokszorozóban. Látni fogjuk, hogy az erősítésnek ez a módja előnyösebb a korábban említetttnél.

Régen ismert jelenség az, hogy ha szilárd test felületére elektronok esnek, akkor a becsa-

pódás helyéről ismét elektronok lépnek ki; a beeső „primer” elektronok a felületről „szekunder” elektronokat váltanak ki. Ebből áll a szekunder elektron-emisszió jelensége. A szekunder és primer elektronok számának a viszonya, a szekunder-emisszió hatásfoka a felület anyagi minőségétől, és a beeső elektronok energiájától függ és igen sok esetben 1-nél (100%-nál) nagyobb, vagyis egy primer elektron több szekunder elektront vált ki.

Kézenfekvő ezek alapján egy tetszőleges katódból kilépő elektronáram következő módon való felerősítése: a katóddal közös vákuum-térbe olyan elektródákat helyezünk, melyeknek nagy a szekunder-emissziós hatásfoka és ezeket úgy rendezzük el, hogy a katódból kilépő elektronok, megfelelően felgyorsítva az első elektródára, az ebből kiváltott szekunder-elektronok a következőre, az ebből kilépők ismét a soron következőre essenek, és így tovább, elektródáról elektródára. Ha az egyes elektródák szekunder-emissziós hatásfoka s , vagyis minden egyes fokozatból egy-egy beeső elektron s szekundert vált ki, és n sokszorozó elektródát alkalmazunk, akkor a katódról kilépő I_0 elektronáram hatására az utolsó lemezből már $I = I_0 \cdot s^n$ áramot kapunk. A gyakorlatban $s = 5$ sokszorozási tényező (így is nevezhetjük a hatásfokot, ha 100%-nál nagyobb) könnyen megvalósítható, ilyen sokszorozó elektródákkal már 10 fokozatban el lehet érni $S = s^n = 10^7$ -szeres össz-sokszorozást, vagyis ilyen arányú áramerősítést.

Az elmondottakból nyilvánvaló, hogy az elektronsokszorozók gyakorlati megvalósításához két feladatot kell megoldani: 1. nagy sokszorozó képességű elektródákat kell készíteni és 2. gondoskodni kell arról, hogy az egyik sokszorozó elektródáról kilépő elektronok, megfelelő sebességre gyorsítva, mind eljussanak a soron következő elektródára.

Az első kérdés beható tárgyalása igen messzire vezetne. Elégedjünk meg annyival, hogy általában azok a tiszta fémek, fémötvözetek és fémre rétegezett félvezetők mutatnak nagy szekunder-emissziós hatásfokot, amelyeknek kicsi az ú. n. kilépési munkájuk, amelyek tehát más behatásra (izgatásra, megvilágításra) is bőségesen bocsájtanak ki elektronokat. Az ötvözetek és rétegezett felületek esetében a hatásfok igen nagy mértékben függ a készítés, kezelés módjától, és mindenképpen függ a beeső elektronok energiájától. Az alábbi táblázatban néhány tiszta fém és néhány gyakorlatban használatos szekunder-emissziós felület maximális hatásfoka látható, a primer-elektronok szük-

séges energiáját a gyorsító feszültség megadásával jellemezzük.

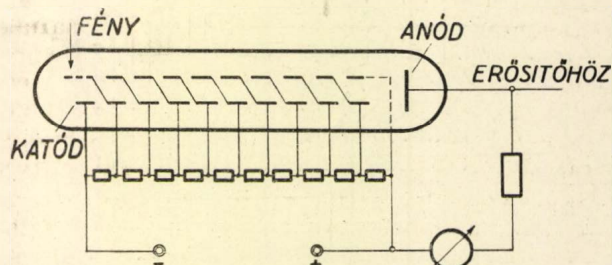
	Felület	Maximális hatásfok	Primer elektronokat gyorsító feszültség
1.	Mg	0,97	275 V
2.	K	0,78	295
3.	Ag	1,48	800
4.	(Ag) — Cs ₂ O — Cs	5,8 — 9,5	500 — 1000
5.	(Ag) — Cs ₃ Sb	8,0	500
6.	Ag — Mg	9,8	500
7.	Cu — Be	3,5 — 5,5	500 — 700

A 4. és 5. sorban szerepel két ezüst-alapra rétegezett felület, mindegyik mint fotokatód is igen fontos, nagy vörös és infravörös, illetve látható fényre való kitűnő érzékenysége miatt. A 6. és 7. sorban szereplő ötvözt katódok felületén még egy molekuláris vastagságú oxid réteg is van. A rétegezett elektródákat tömeggyártásban is készülő fényérzékeny elektronsokszorozókban szokták használni, mert ekkor a sokszorozó elektródák és a fotokatód azonos eljárással készíthető. (Érdekes megemlíteni, hogy a készítési eljárás megfelelő választásával vagy a fotokatód, vagy a sokszorozó elektródák minősége lesz optimális, de a kettő egyszerre nem érhető el, csupán egy legmegfelelőbb összeredményt adó közbülső megoldás.) Ezeknek a felületeknek azonban olyan alacsony a kilépési munkája, hogy már szobahőmérsékleten is bocsájtanak ki elektronokat, minden egyéb külső behatás nélkül. A fotokatódnak ez a „sötét áram”-a sokszorozó fokozatokon épp úgy felnő, mint a fénnel kiváltott fotoáram. A sötétáram csökkentése végett az elektronsokszorozót alacsony hőmérsékletre lehet hűteni szénsavhóval, vagy folyékony levegővel. Ez a hűtés a fényérzékenységet és a szekunder-emissziós hatásfokot nem befolyásolja. Az ötvözt katódoknak nagy előnyük, hogy a jó szekunder-emissziós hatásfok mellett igen kicsi a sötétáramuk sőt fényre is aránylag kevésbé érzékenyek. Azonban speciális, más típusú katódokéval alig összeegyeztethető kezelési eljárást igényelnek, ezért különleges feladatok megoldására használatosak.

A második kérdés, az elektronoknak fokozatról fokozatra való vezetése elektronoptikai feladat, melyet igen sokféleképpen lehet megoldani. Példaképpen nézzük meg azokat a típusokat, melyeken át a ma már tömeggyártásban készülő elektronsokszorozók kifejlődtek.

A 2. ábrán látható az egyik legelső típusú elektronsokszorozó vázlata. A sík elektródák

lemezek két egymással párhuzamos sorban vannak elrendezve. Az alsó sor első elektródája a fotokatód, mellette helyezkednek el sorban a sokszorozó elektródák. A szemközti sor elektródái az alsó sorbeliekkel a rajzon látható módon, tehát a felső sorbeli k -ik, az alsó sorbeli $k + 1$ -ikkel össze van kötve. Az elektródák egy potenciométerről kapnak feszültséget, két szomszédos elektróda közti feszültségkülönbség egyenlő, és a gyakorlatban, az elektródák anyaga

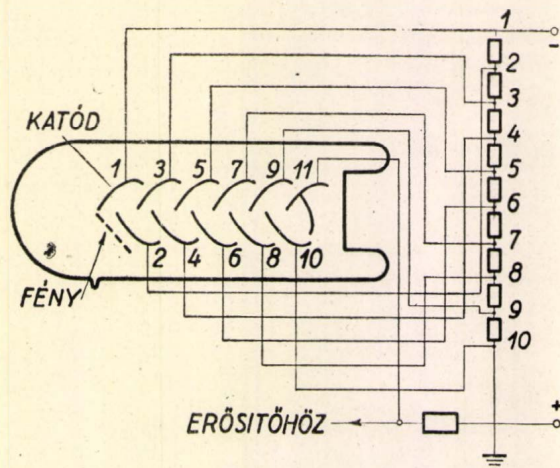


2. ábra.

szerint 100—300 V szokott lenni. Az egész elektronsokszorozót a lemezek síkjával párhuzamos homogén mágneses térbe helyezzzük. Ekkor a felső elektródára eső fény által kiváltott elektronokat az elektromos erőter a ferdén felte lévő elektróda felé gyorsítja, azonban a mágneses tér kör alakú pályára kényszeríti őket. A mágneses térintenzitás megfelelő beállításával el lehet érni, hogy az elektronok ne jussanak el a szemközti elektródára, hanem félkör alakú pályán futva a szomszédos elektródára csapódjanak be. Az innen kiváltott szekunder elektronok ugyanígy, ismét a szomszédos elektródára jutnak, és így tovább, a fotokatódról kiváltott elektronok leszármazottai — s^n -szer annyi, mint amennyi fotoelektron volt — eljut az utolsó gyűjtő-elektrodára. A szekunder-elektronok kezdősebessége elhanyagolhatóan kicsi ahhoz a sebességhez képest, amire az elektromos erőterben szert tesznek, és kilépésük iránya is kevésbé tér el egymástól, úgyhogy az egyik lemez egy pontjáról kiinduló elektronok — ha a mágneses tér intenzitása helyesen van beállítva — a következő lemeznek ismét igen kis területére esnek, az egyes lemezekről kiváltott elektronok tehát valóban nem mennek veszendőbe.

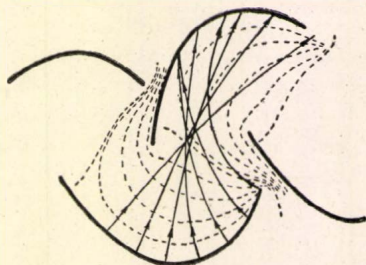
Ahhoz, hogy adott megvilágítás esetén az elektronsokszorozó állandó áramot adjon — az elektródák felületi sajátosságainak stabilitása mellett — az szükséges, hogy az elektródafeszültségek is és a mágneses térintenzitás is állandó legyen. Az első feltétel azért szükséges, mert az elektródák feszültsége szabja meg az elektronok sebességét és ezzel a sokszorozási tényezőt. A második feltételtől pedig az elektronok fókuszálása függ, tehát ez szabja meg, hogy az egyik fokozatban kiváltott elektronok közül mennyi jut el a következőre.

Nyilvánvaló, hogy könnyebb a stabilitást olyan elrendezéssel biztosítani, melyben az elektronok megfelelő irányítására, fókuszálására mágneses teret egyáltalán nem kell alkalmazni. Erre mutat példát a 3/a. ábra. Ennél az



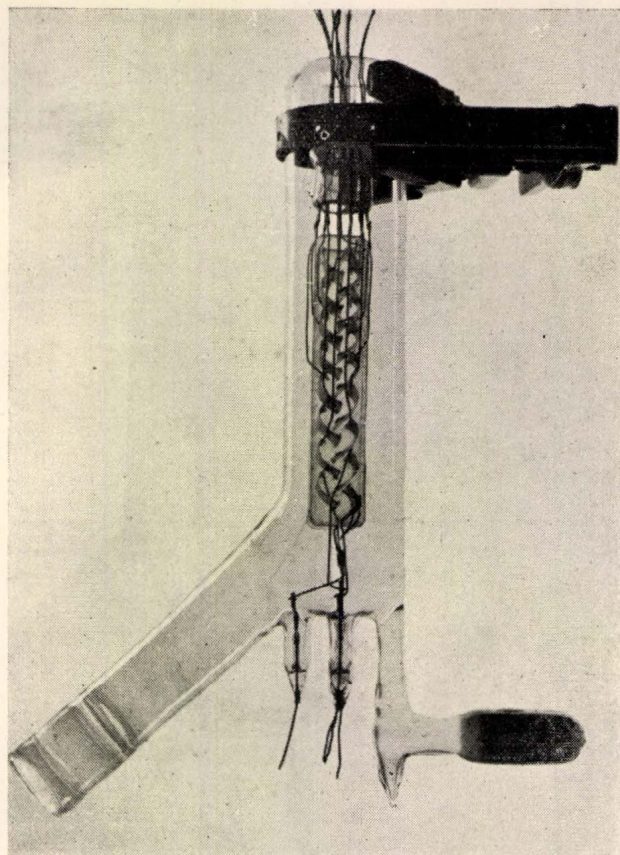
3/a. ábra.

elektróda elrendezésénél a zezugos sorban következő elektródák mind sokszorozó elektródák és két egymásutáni között állandó a feszültségekülönbség. Ilyen elektróda alakok esetén magának az elektródák között kialakuló elektrosztatikus erőternek van fókuszáló sajátága. A 3/b. ábrán külön feltüntetettünk egy sokszorozó-



3/b. ábra.

„cellát”, szaggatva berajzoltuk az erőtér ekvipotenciális felületeinek profilját és folytonosan kihúzott görbékkel az egyes elektródpályákat. (Az ekvipotenciális felületek az elektronok mozgása szempontjából olyan szerepet játszanak, mint a fény terjedése szempontjából a különböző törésmutatójú közegek határfelülete.) A rajzból látható, hogy az egyik lemeztől elinduló elektronok mind eljutnak a másik lemezre. Ez a sajátág még akkor is fennáll, ha az elektróda-feszültségek ingadoznak, feltéve, hogy az elektródák feszültségének az aránya állandó (ezt pedig a potenciométerről való táplálás biztosítja). Az elektródák alakjának meghatározása hozzávetőleges elméleti megfontolások után igen érdekes empirikus eljárással történt.



4. ábra.

A most ismertetett típusú elektronsokszorozóról készült fénykép látható a 4. ábrán. (A baloldali nyúlvány sík kvarc-lemezzel van lezárva, hogy a katódot ultraibolya fénnel lehessen megvilágítani.)

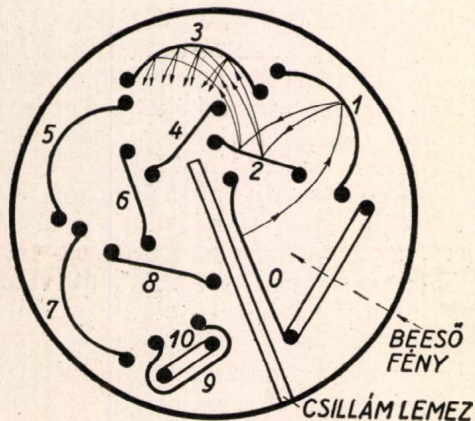
Hogy az elektronsokszorozót magába záró vákuum-edény térfogatát jobban kihasználják, illetve a cső külső méreteit csökkentsek, elkészítették ennek az „egyenes” sokszorozónak a „körkörös” változatát. Ennek a változatnak az elektróda-konfigurációját — mely az 5. ábrán látható — az előzőből grafikus úton lehet meghatározni.

Nézzük most meg röviden, mi az alapja annak a bevezetésben tett kijelentésnek, hogy az elektrónáramnak szekunder-emisszió útján való erősítése előnyösebb, mint egy fotocella után alkalmazott elektronsöves erősítő extin. Ehhez azt kell tudnunk, hogy egy elektronsöves erősítővel kimutatható „jel”-nek, tehát az erősítő bemenő kapcsaira érkező feszültségingadozásnak, egy küszöb-értéknél nagyobbak kell lennie, és pedig két ok miatt.

1. Egészen általános megfontolásokkal meg lehet mutatni, hogy egy $T^{\circ}K$ abszolút hőmérsékleten lévő R ellenállású vezető sarkain — a benne lévő vezetési elektronok alkotta „gáz” termodinamikusan ingadozásai miatt — feszültség-ingadozás lép fel. Ha ezt a feszültségingadozást egy Δv sávszélességű műszerrel vizsgáljuk,

akkor a „termikus zaj” adta feszültség négyzetes közepe $\overline{\Delta V^2} = 4 k T R \cdot \Delta v$, ahol k a Boltzmann-állandó. Anélkül tehát, hogy egy erősítő bemenő kapcsaira külső jelet vinnénk, maga az első cső rác-levezető ellenállása szolgáltat ekkora feszültség-ingadozást.

2. Az elektron-emisszió minden fajtája statisztikus jelenség. Ezért állandó hőmérsékleten lévő izzó katód, vagy állandó intenzitású fénnel megvilágított fotokatód sem ad szigorúan állandó intenzitású elektronáramot, az időegység alatt kilépő elektronok száma ugyanis statisztikusan ingadozik. Elméletileg meg lehet mutatni — és ezt a kísérletek is igazolják — hogy ha az áramot Δv sávszélességű műszerrel vizsgál-



0 = FOTOKATÓD
10 = ANÓD
1-9 = SOKSZORÓZÓ LEMEZEK

5. ábra,

juk, és az áram középértéke i , akkor az áramingadozás négyzetes középértéke: $\overline{\Delta i^2} = 2 \cdot e \cdot i \cdot \Delta v$, ahol e az elektron töltése. Ez adja az ú. n. sörétzajt.

Nyilvánvaló, hogy erősítővel csak olyan jel mutatható ki, amely nagyobb, mint amennyit a termikus zaj és a sörétzaj együttesen kitesz. Igen kicsi megvilágítás esetén természetesen az elektronsokszorozó áramát is tovább kell erősíteni elektroncsövekkel. Azonban a legkisebb mérhető áram küszöbértéke szempontjából nem mindegy, hogy az i fotoáram által egy R ellenálláson létrehozott $i \cdot R$ feszültséget erősítjük-e fel valamilyen $G \cdot i \cdot R$ értékre, vagy pedig az i áramot egy elektronsokszorozóban először felerősítjük egy $S \cdot i$ intenzitásra, és az előzővel egyenlő R ellenálláson létrehozott $S \cdot i \cdot R$ feszültséget erősítjük tovább egy az előbbinél kisebb, G/S erősítésű elektroncsöves berendezéssel ismét $\frac{G}{S} (S \cdot i) R = G \cdot i \cdot R$ értékre. (6. ábra.)

A termikus és a sörétzaj egymástól független statisztikus ingadozás lévén, eredőjük kiszámí-

tásánál négyzetesen kell őket összegezni. Tehát az első esetben az erősítő kimenetén megjelenő zajfeszültség négyzetes közepe:

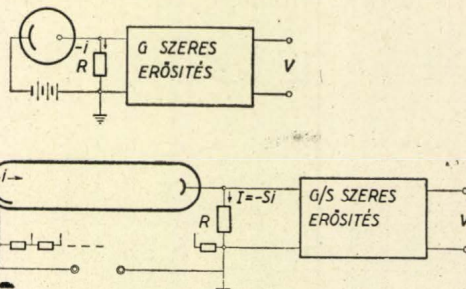
$$\overline{V_{zaj}^2} = G^2 (\overline{\Delta i^2} \cdot R + \overline{\Delta V^2}) \quad 1.$$

A második esetben pedig:

$$\begin{aligned} \overline{V_{zaj}^2} &= \left(\frac{G}{S} \right)^2 (\overline{\Delta i^2} \cdot R + \overline{\Delta V^2}) = \\ &= G^2 \left(\overline{\Delta i^2} \cdot R + \frac{\overline{\Delta V^2}}{S^2} \right) \end{aligned} \quad 2.$$

ahol $\overline{\Delta i^2} = S^2 \cdot \overline{\Delta i^2}$ az elektronsokszorozó adta áram sörétzaja.

Ha most a termikus és a sörétzajra megadott kifejezések alapján numerikus számításokat is végeznénk, akkor azt találnánk, hogy a foto-



6. ábra.

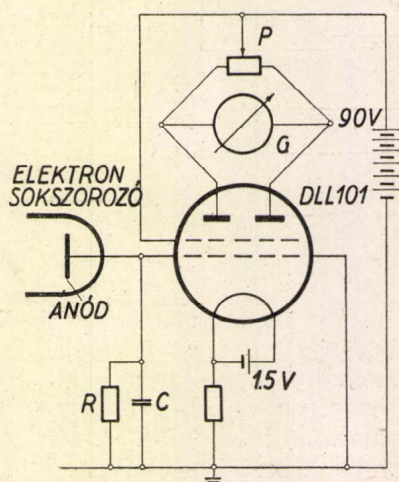
cella esetében a technikai szempontból megengedhető legnagyobb R érték mellett is a termikus zaj néhány nagyságrenddel nagyobb a sörétzajnál, és ezért egyedül az előbbi szabja meg a mérhető fotoáram küszöbértékét. Elektronsokszorozó esetében viszont — mivel a gyakorlatban $S \sim 10^5$ — a (2) alatti képletből láthatóan a termikus zaj szerepe elenyészővé válik és a küszöbértéket az eredetileg sokkal kisebb sörétzaj szabja meg.

Fényérzékeny elektronsokszorozóknak igen kicsi fényáramok mérése terén történt alkalmazásáról nagyon sokat lehetne beszélni. Hazai példa gyanánt csak a M. Tud. Akadémia Szabadsághégyi Csillagvizsgáló Intézetében felszerelt berendezést említem meg, melynek elvi vázlatát a 7. ábra mutatja. Egy kommerciálisan kapható kék színű fényre érzékeny elektronsokszorozó áramát egy nagy időállandójú (kis sávszélességű) mérő-híd méri. A berendezéssel 10^{-11} lumen fényáram még jól mérhető, ami az intézet 60 cm-es reflektor-távcsőve esetén közel 12-ed rendű csillagok közvetlen és objektív fotometriai észlelésének lehetőségét jelenti.

Hogy egy technikai alkalmazásról is megemlékezzünk, megemlítem, hogy a távolbalátó adók egyes típusaiban a továbbítandó kép egyes elemei által kiváltott igen kis intenzitású fotoáramokat is elektronsokszorozóval erősítik, ezáltal válik alkalmassá az adó további fokozatainak vezérlésére.

Visszatérve az igen kis fényáramok mérésének imént vázolt módszerére, meg kell állapítanunk róla, hogy végső fokon ez sem különbözik a többi fényelektromos fotometriai módszertől: a beeső fényárammal arányos intenzitású folytonos elektromos áramot kell mérni. Elektron-sokszorozóval azonban még tovább is mehetünk.

Az elektronsokszorozók átlagos sokszorozását figyelembe véve a következő egyszerű becslést tehetjük. Említettük, hogy bár a gyakorlatban jól megvalósítható 10^7 átlagsokszorozás, a komerciálisan kapható elektronsokszorozók mintegy 10^6 sokszorozást adnak. Ezzel a kisebb értékkel számolva a katódról elinduló egyetlen elektronból tehát az utolsó fokozatban 10^6 elektron lesz, tehát a gyűjtőelektródát $1,6 \cdot 10^{13}$ Coulomb-töltés éri el. Ha a gyűjtőelektróda kb. 10 pf kapacitását figyelembe vesszük, akkor azt



7. ábra.

várhatjuk, hogy a katódból kiinduló egyetlen elektron leszármazottai a gyűjtőelektródát kerekén 0,01 V feszültségre töltik fel, illetőleg a gyűjtőelektródához csatlakozó ellenálláson ekkora amplitudójú feszültséglökést hoznak létre. Minthogy elektronsövekkel ilyen lökéseket már kényelmes erősíteni, várható, hogy elektronsokszorozó segítségével egyes elektronok kimutathatók. Valóban, ha egy elektronsokszorozó katódjának emissziós áramát csökkentjük, pl. a katódra eső megvilágítás csökkentésével (és esetleg ezen felül a cső mesterséges hűtésével), akkor az egyenáramú műszeren mérhető folytonos áram megszűnté után kellő erősítés esetén oszcillográf ernyőjén először a sörétzaj jellegzetesen rendezetlen képe, még később pedig egyre ritkábban látható, éles impulzusok észlelhetők. Végeredményben tehát az elektronsokszorozóval igen kis elektronáramok mérésére úgy térhetünk át, hogy magukat az elektronokat egyenként leszámláljuk. Külön érdemes megjegyezni, hogy ez az átmenet folytonos,

úgyhogy az elektronsokszorozó mint árammérő mintegy 12 nagyságrendet fog át.

Az elektronsokszorozóknak elektronszámlálásra való alkalmazása szempontjából nem csak az a kitűnő sajátága, hogy a katódjából kilépő egyetlen elektron a munkaellenállásán már jól mérhető feszültséglökést ad, hanem az is, hogy egy ilyen feszültséglökés igen rövid időtartamú, mégpedig közvetlen mérések tanúsága szerint mintegy 10^{-9} sec. nagyságrendű. E körülmények fontosságát talán felesleges is hangsúlyozni.

Az elektronsokszorozóval közvetlenül ugyan a katódjából kilépő elektronokat lehet számlálni, azonban végeredményben minden olyan részecske számlálható, amely a katódjából elektronokat vált ki. Lehet tehát számlálni egyes fotonokat, akár a látható, akár az ultraibolya spektrumtartományban, vagy akár röntgen-, illetve gamma-fotonokat, de lehet számlálni más részecskéket is, csupán az szükséges, hogy számlálandó részecske jó hatásokkal váltson ki elektronokat. Ez a katód anyagának és készítési módjának helyes megválasztásával érhető el. Éppen az igen rövid lökéstartam miatt, az elektronsokszorozó sok esetben előnyösebben alkalmazható, mint a részecske számlálás klasszikus de sokkal „lustább” eszköze a Geiger—Müller számlálócső.

Atomi részecskék számlálásának újabban egyre jobban elterjedő módszere az egyes részecskék számlálását igen rövid ideig tartó és igen kis intenzitású felvillanásoknak elektronsokszorozóval való számlálására vezeti vissza, tehát az elektronika egyik legújabb termékének alkalmazásával teszi korszerűvé az első részecske számlálási eljárást, a szcintillációs számlálást.

Ez a módszer abból áll, hogy egy fényérzékeny elektronsokszorozó katódjával szemben alkalmas luminiszkáló anyagot helyezünk el, amelyet a rajta áthaladó nagy energiájú atomi részecske (elektron, mezon, proton, alfa-rész, neutron) igen rövid ideig (10^{-9} — 10^{-6} sec.) tartó világitásra gerjeszt. Ez az igen rövid és gyenge felvillanás fénye az elektronsokszorozó katódjáról mindössze néhány elektront vált ki, ez azonban elég ahhoz, hogy szekunder-emisszió révén felszorodva az elektronsokszorozó munkaellenállásán igen rövid de jól mérhető amplitudójú feszültség lökést váltson ki. Ezeket a lökéseket azután az atomi részecskék számlálási technikája szokott módszereivel lehet regisztrálni, vagy előzőleg akár bonyolultabb vizsgálatok tárgyává tenni, pl. amplitudójuk, vagy időbeli eloszlásuk szempontjából.

Az elektronsokszorozók sajátosságai közül csak a legkiemelkedőbbeket vázoltam, sokat meg sem említettem. A példák is egészen ötlet szerint kiragadottak, saját tapasztalatomból vettek voltak. Lehetne beszélni az elektronsokszorozókról, mint nagy érzékenyséű és nagy pontosságú automatikus spektrál-fotométerek

leglényegesebb alkateleméről, röntgen-spektrográfok különleges érzékenységu regisztráló szervéről, arról, hogy elektronsokszorozók alkalmazásával miként lehet közelebb jutni a luminiscencia mechanizmusának megismeréséhez, vagy szerepéről a távolbalátás tökéletesítésében. Bátran lehet mondani, hogy az elektron-

sokszorozó az utolsó 15 év folyamán kifejlesztett elektronsövek közül az egyik legváltozatosabb módon alkalmazható és számos alapvető fizikai és technikai feladat megoldásához ma is új lehetőséget kínáló eszköz.

Faragó Péter

Központi Fizikai Kutató Intézet

A Fizikai Szemle I. évfolyam 1. számában közölt feladatok megoldása

Vermes Miklós által közölt feladat megoldása:

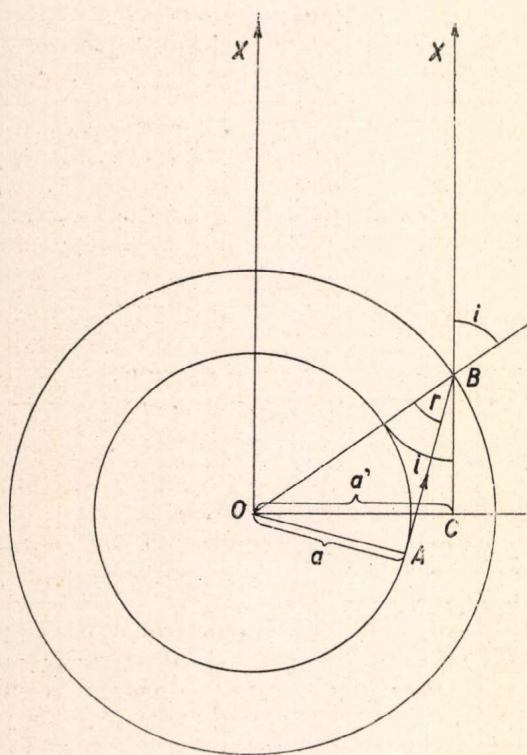
A jelenséget könnyen megfigyelhetjük, ha pl. üveg-poharat félig vízzel töltünk meg és abba hengeres testet, pl. kémcsövet, orvosságot fiolát stb. merítünk. Első közelítésben feltételezzük, hogy a megfigyelés az OX irányból (lásd a mellékelt ábrát) s olyan távolból történik, hogy párhuzamos sugármennettel számolhatunk. A bemerülő henger egyik, pl. jobb szélét tehát az AB fénysugár határolja, amely a törés után az OX-el párhuzamos BX irányba halad és a látszólagos kép félszélessége OC-vel egyenlő. Az ábrából közvetlen kiolvasható, hogy

$$OC = a' = R \sin i \text{ és}$$

$$OA = a = R \sin r$$

tehát a nagyítást

$$N = \frac{OC}{OA} = \frac{a'}{a} = \frac{R \sin i}{R \sin r} = n$$



Az ábrából az is kiderül, hogy a törés következtében a bemerített hengerből 180°-nál többet látunk, és ezt a megfigyelés is igazolja. A „többlet” az AOC szög kétszerese. Könnyű belátni, hogy $AOC \angle = (i-r)$. Az egész jelenség „felső határa” az az eset, midőn $r = \frac{R}{n}$. Ekkor a bemártott henger látszólagos képe kitölti a pohár egész szélességét, $i = 90^\circ$ és $n = \frac{4}{3}$ -al

számolva. $r = 48.5^\circ$. Ez esetben tehát a hengerből $180 + 2(90 - 48.5)$, azaz 263° -nyi részt látunk.

A megoldást beküldte az Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikai Intézetének kísérleti fizikai szemináriumára.

Selényi Pál által közölt feladat megoldása:

A Fizikai Szemle első számában Selényi Pál „Hol a hiba?” címmel a következő sebességmérő berendezést írta le: x irányban mozog, állandó a v sebességgel egy elektroszkóp, melynek kivezetéseire a mozgásirányra merőlegesen (z irányban) egy-egy AB, CD drótdarab van erősítve. Ha a Föld mágneses terét egyszerűség kedvéért homogén y irányú H intenzitású erőternek tételezzük fel, akkor a drótdarabokban

lévő elektronokra z irányú $-\frac{e}{c} v H$ Lorentz-erő hat,

amely az elektronok számát az A, ill. C pontokban

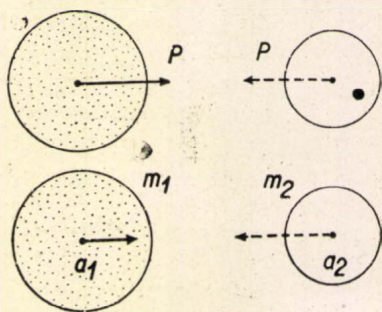
megnöveli. Így a B drótvégződés +, a C pedig - töltésű lesz, a különböző töltésű elektroszkóplapok taszítják egymást. A kitéréssel mért tasztítóerő a sebesség mértékéül szolgálhat. A zavaró légköri elektromos teretek úgy tarthatók távol, hogy az egész repülőgépre szerelt sebességmérő berendezést fémkalitkába zárjuk.

A felvetett „Hol a hiba?” kérdésre a felelet a következő: A berendezéssel együttmozgó megfigyelő (pilóta) számára a H mágneses téren kívül z irányú, $\frac{v}{c} H$ nagyságú elektromos tér is fellép, amint a Lorentz-transzformáció alapján vagy közvetlenül a Lorentz-erő képletéből nyilvánvaló. Ez okozza az elektronok eltolódását a vezetőben. Ha azonban az egész berendezést együttmozgó drótkalitkába zárjuk, az a kalitka belsejében ekvipotenciális térrészt létesít, ekkor tehát a töltésszétválás nem jön létre, az elektroszkópok nem térnek ki. A Földhöz képest nyugvó megfigyelő elektromos teret nem észlel, ő a kalitka közömbösítő hatását a következőképpen magyarázza: A mozgó fémkalitka mágneses térben mozgó elektronjait a rájuk ható Lorentz-erő a kalitka A pont felőli oldalán sűríti össze. Ezért a kalitka A felőli oldala -, a D felőli oldal + töltést kap. Az ebből adódó elektrosztatikus térerősség ellensúlyozza az AB, CD drótdarabok elektronjaira ható mágneses erőt, ezért azok nem mozdulnak el. A berendezés használhatóságát tehát a fémkalitka teszi lehetővé. (A fentiekből következik, hogy a mágneses térben nyugvó fémkalitka a benne mozgó töltésekre ható mágneses Lorentz-erőhatást már átengedi, csak a töltéssel együttmozgó kalitka nem.)

A megoldást beküldte: Marx György

Sok forgómozgás magyarázatában helytelen centrifugális erőről beszélni*

A középiskolai fizikatanítás nagyon lényeges kérdésében indította el a K. M. a tisztogatómunkát, amikor a körmozgás dinamikai tárgyalásában fellelhető pongyolaságok kiküszöbölését és az eddiginél hibátlanabb eljárás kidolgozását tűzte ki célul. Ellenkező véleményen vagyok Vermes Miklósnak a Fizikai Szemle 1952. évi 2. száma 14–15. oldalain; „A körmozgás szerepe a gimnáziumi tanításban.” c. cikke utolsó mondatában közölt megállapításával. A továbbképző tanfolyamokon tartott előadások, de a hozzászólások is sok kartársat rákényszerítettek a kutatásra. Ha most még nyomtatásban is megvitatjuk a körmozgást, valamint annak tanítása rengeteg problémáját, akkor ki fog alakulni a réginél pontosabb magyarázat és eljárás. Közismertté lesznek jó könyvek pontos



1. ábra.

ismertetései. Érezzenek felelősséget, akik e kérdésekben kijelentéseket tettek, álljanak is azokért helyt. Ne legyenek restek következtetéseiket pontosan végigvezetni. Az elrepülő és nehezen reprodukálható elhangzott szavak helyett a mindig elővehető írások nevelnek mindannyiunkat alaposságra.

Ebben a bekezdésben megadom a körmozgásban szereplő fontosabb szavak általam használt jelentését. Két vagy több test egymásra taszító vagy vonzó hatással van. E hatás kölcsönös, azért *kölcsönhatás*-nak nevezzük. A kölcsönhatás nagyságát az *erő* nevű fizikai mennyiséggel Newton második axióma szerint kétféleképpen adhatjuk meg (1. ábra). Vagy azt mondjuk meg, hogy az első test a második testnek milyen irányú és mekkora gyorsulást ad: $P = m_2 \cdot a_2$. Vagy pedig azt állapítjuk meg, hogy a második test az első testet mekkora gyorsulással mozgattja: $P = m_1 \cdot a_1$. A két test egyetlen kölcsönhatását kifejező előbbi két erő egyenlő nagyságú és ellentétes irányú. Némely esetben —

amikor a kölcsönhatás feszültségben és viszonylagos nyugalomban mutatkozik, — akkor a Newton-féle harmadik fizikai alaptörvény alapján mindkét erő meg is mérhető. A kölcsönhatás nagyságának kifejezése a két erőre nézve három-három adat megadásával történik. Meg kell jelölünk mindkét *erő irányát*, közölnünk kell a *mértékszámokat*, és végül a *mérőegységet*. Ezekből folyik, hogy a *görbevonalú mozgásokban szereplő erőket irányuk alapján nevezzük el centripetális erőnek*, ha az erő a középpont felé mutat. Ha két test egymásra gyakorolt hatása közül az *egyik testre működő erő* a test görbevonalú pályájára merőleges irányban *kifelé működik*, akkor azt központtól kifelé működő erőnek, tehát *centrifugális erőnek* nevezzük. Röviden: A forgómozgásokban, valamint a görbevonalú mozgásokban elnevezhetjük az erőket irányuk szerint centripetális, vagy centrifugális erőnek.

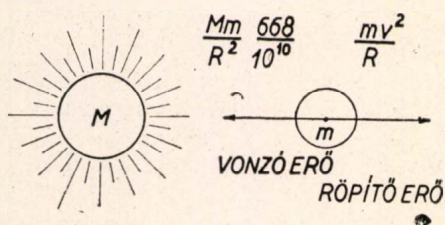
Azért kell ezeket az etimológiai elemzéssel bevezetett elnevezéseket így használni, mert így természetes. Jó az, ha a fizikában használatos szavak értelme egyezik a jelölt fogaloméval. A fizikai probléma tárgyalásakor előny az, ha a „centrifugális erő” „kifelé működő erő” értelemben használatos és nem pedig a következő egységesítésből eredő értelemben. Régi magyarázók egy-két esetből általánosítottak két összetartozó erőt minden körmozgásra. Ezzel elérték azt, hogy aki a körmozgásról így tanult, mindjárt két erőre, a centripetális és a centrifugális erőre gondolt. Mint mindenben, úgy itt is sok esetben előny, de egyben veszedelmes is a sablon, a forma. Valószínű az, hogy a felületes gondolkozókban nem testekhez kötött kölcsönhatás, hanem valami rejtélyes erő lebegett lelki szemük előtt. Nézzünk rá példákat.

Egyik egyetemi tankönyvünkben ezt olvasuk: „A centrifugális erő hatását érezzük testünkön, amikor a vasúti kocsis erős görbületen halad: a centrifugális erő a görbe pálya konvex-oldala felé akar minket dönteni.” *Helyesen*: A vasúti kocsiban nekinyomódunk a kocsis külső falához, amikor görbe pályán haladunk. Nem mehetünk ugyanis nyert sebességünk megtartásával egyenesvonalban, mert a sín-kerék-alváz-fal alkotta merev rendszer bennünket is görbe pályára kényszerít. Mi nyomjuk a kocsis falát kifelé, egyidejűleg a fal nyom bennünket befelé. Mi gyakorolunk centrifugális irányú erőt a falra. Viszont a fal centripetális irányú erőt gyakorol reánk. Helytelen tehát az idézett szövegben az, hogy a centrifugális erő minket akar dönteni, hogy a centrifugális irányú erő reánk hat, mint körpályára kényszerített testre. Ebben a kényszermozgásban szereplő két erő közül a

* Hozzászólás a Fizikai Szemle II. évf. 1. számában megjelent Vermes Miklós: A körmozgás szerepe a gimnáziumi tanításban című cikkhez.

centrifugális irányban ható erő a villamos falát akarja kifelé dönteni. Mivel indokolható e hiba, illetőleg pongyolaság? A jelenséget így magyarázó saját magát együttforgónak képzei és a körpályán való mozgásokban szerzett tapasztalatai szerint kifelé irányuló elmozdulásának okául feltételez egy ható erőt. Ennek a fiktív erőnek irányául természetesen a kifelé való irányt jelöli meg és centrifugális erőnek nevezi. Hiba gondolkozásában az, hogy a valóságról megfeledkezett, hogy nem fejezte be kutatását. Hiszen ismeri a körülményeket, meg tudja vizsgálni a jelenséget a nélkül is, hogy maga magát együttforgónak képzei. Hiányzik a külső szemlélő szempontjából való magyarázat. Pongyola a fogalmazás azért, mert nem közli, hogy magyarázatát együttforgó szemlélő nézőpontjából adja.

Egy másik segédkönyvben a 2. ábrán látható rajz és feliratok szerepelnek. A Nap és Föld forgórendszerre vonatkozó ábrázolásban a



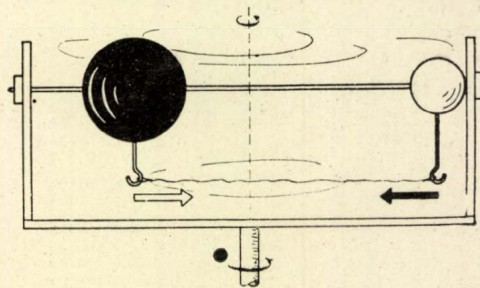
2. ábra.

Földünket jelképező kör középpontjából kiinduló két erővektor azt akarja mutatni, hogy a két test kölcsönhatását kifejező erőpár egyenlő nagy és ellentétes irányú. Helytelen volt azonban az, hogy a szerző nem figyelmezteti az olvasót a jobboldali erő támadáspontjának eltolására. A jobboldali erő ugyanis a valóságban az az erő, amit a Földünk gyakorol a Napra. Mi lehet ezen ábra szemlélete alapján annak gondolkozása, aki megismerte az erőtan axiómáit és a Newton-féle 3. alaptörvényt? Tudja, hogy Földünk az erővektorokra keresztirányban görbevonalt pályán kering. Tudja, hogy Földünknek, mivel görbe pályán halad, azért a Nap felé gyorsulása van. Keresi azt az erőt, ami ezt a gyorsulást létesíti. Az ábra szerint azonban ilyen nincs, mert hiszen a jelképezett két erő eredője zérus. Meg kell állapítania azt az ellentmondást, ami a tapasztalata és ezen magyarázat között fennáll. Ha valóság talaján áll, akkor magyarázatadásában meg kell tartania a Nap felé irányuló vonzóerőt, ez létesíti is a valóságban tapasztalható v^2/R centripetális gyorsulást. Törölni kénytelen a Föld középpontjából kifelé irányuló röpítő erőnek vezetett erővektort és tagadnia kell ilyen erő létezését. A jelenséget ismerő, tehát külső szemlélő nézőpontjából nem lehetséges olyan erő felvétele, amelyik a testre hat és a pályán megtartó tömegvonzással ellentétes irányú. A keringő testre csak egy erő hat, mégpedig az, amelyik a pályán

megtartja. — Nyilvánvaló tehát az, hogy a szerző magyarázatadása itt is együttforgó rendszerbeli. Nem jelzi a forgó testek pályáit sem. Hiánytalanabb lesz ezután az ilyen közlésünk, mert erre is fel fogjuk hívni az olvasó figyelmét.

Nem szaporítom a tárgyi bizonyítékokat arra, hogy többen azok közül is pongyolák voltunk a körmozgás dinamikus magyarázatadásában, akik azt írásban is közreadták. A tanári továbbképző tanulókörök vezetői számára az elmúlt nyáron rendezett tanfolyamon Bor Pál megvilágította számomra azokat a célzásokat, amiket előzőleg a K. M.-ben az előadók tettek nekem. Azóta igyekszem a régi pongyolaságomat levetközni. Vermes Miklós előbb idézett cikke újabb állomása a tisztázásnak. Élesen világít rá, hogy a megindult tisztogatásban viszont több kartárs egyszerűen a centrifugális erő szót kerülni igyekszik és ezzel a kölcsönhatásban szereplő erőpár egyikét elsikkasztja. (Ebbe a hibába én is estem.) Egyoldalúnak tartom azonban Vermes Miklós terminológiáját, mert csupán egy körmozgásból általánosított, mégpedig a görbesínen mozgó test erőviszonyaiból. Nem értheti meg a centrifugális erő létezésének tagadását az, aki a körmozgásban szereplő erőpárt a sín által körpályára kényszerített test esetéből általánosítva centripetális és centrifugális erő elnevezésekkel illeti. Ezért írja: „nem igaz — már t. i. az, hogy — centrifugális erő nincs.” Kétségtelen, hogy abban a körmozgásban van kifelé irányuló erő, van centrifugális erő: akár együttmozgó, akár nyugvó rendszerben adjuk a magyarázatot.

Nézzük meg azonban az egymást húzó két golyó szokásos kísérletét (3. ábra). Mindkét

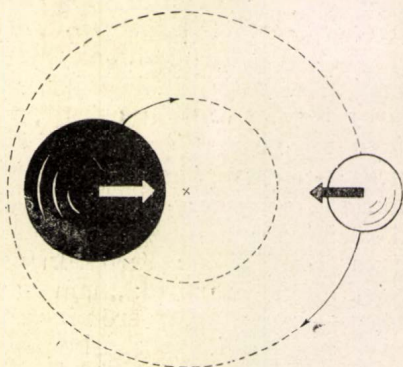


3. ábra.

golyó a tartórúd megforgatásával nyert lökés-sorozat következtében érintőirányban, egyenesvonalú egyenletes sebességgel mozognak. Nem engedi azonban a nagyobbik golyót a zsinór közvetítésével a kisebb golyó és megfordítva. Mindkettőjüket a másik golyó tartja meg a körpályán. Mindkét golyó ugyan kifelé (centrifugális irányban) törekszik, de a valóságban kifejtett erő a másik golyónak a forgási tengely felé való húzásában egy-egy centripetális erőben nyilvánul meg. Ebben a valóságon nyugvó és külső szemlélő nézőpontjából adott magyarázatadásban tehát a kölcsönhatásban szereplő erőpár

két centripetális erő, tehát nincs centrifugális erő. (Együttforgó szemlélő egy-egy fiktív centripetális erőt, tehát két centrifugális erőt tételezne fel, mert a beiktatott erőmérőjével erőt tapasztalna, a kapcsolatot megszüntetésével pedig kifelé irányuló mozgást szemlélne.)

Ugyanígy helytelen centrifugális erőről beszélni a valóságot ismerő magyarázónak a két égitestből álló, vagy bármely vonzóerőkkel kapcsolódó, két testből álló forgórendszer esetében. (4. ábra.) Két egymást vonzó test egymás közelében csak közös forgási tengely körüli forgásban képzelhető el. (Ezzel kapcsolatos szokásos pongyolaságaink: 1. Egyik tömegnek a másik körüli keringéséről beszélünk. Nem a tömeg mozog, hiszen az fizikai mennyiség, hanem valami anyagból való test. 2. A dialektikus materializmus alaptételének — nincs nyugvó anyag —



4. ábra.

ez a jelenség abból a szempontból is bizonyítéka, hogy nincs viszonylag sem álló test, ami körül a másik kering, hanem mindkettő a közös tengely körül kering.) Kölcsönhatásuk mennyiségileg kétféle erővel fejezhető ki. A fekete test

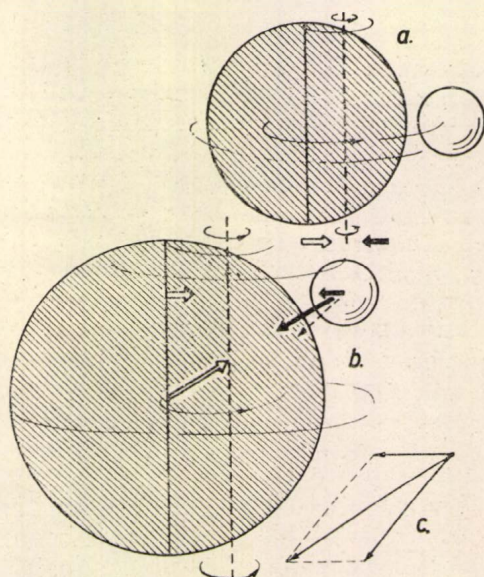
(M) a forgási középpont felé irányuló $\frac{m \cdot v^2}{r}$

vonzást gyakorol a fehér testre (m), illetőleg a fehér test ugyancsak a forgási tengely felé irányuló $\frac{M \cdot V^2}{R}$ nagyságú vonzást gyakorol a fe-

kete testre. A régi helytelen magyarázatok abból a helytelen elképzelésből eredtek, hogy egy test a másik körül kering. Ilyen keringés nincs, csak mindkét testnek közös forgástengely körüli forgása van. Persze gyakorlatilag és számításilag a forgási középpont néha elkülöníthetetlen a nagy test középpontjától.

A Földünk és a rajta lévő tárgyak esetében ugyanez a magyarázat. Itt is csak két centripetális erővel jelölhetjük a Föld és a tárgy kölcsönhatását. Az 5. ábrán a viszonyok megértése miatt durván eltolva szemléltetem a közös forgástengelyt. A fekete testnek feltüntetett Föld és a fehér tárgy olyan kölcsönhatásban van, hogy a tömegvonzásnak csak egyik össze-

tevője lehet pályán megtartó erő, mert a forgás síkja és a vonzóerő szöget zárnak be. A fehér testre ható vonzó erőből vektoriálisan levonandó a pályán megtartó erő és ez a tömegvonzásnál kisebb, az egyenlítő felé eltérített súlyt eredményez. A fehérén ábrázolt tárgy valaminő régen nyert impulzus miatt van mozgási állapotban és nyilván törekszik kifelé. Ha nem volna pályán megtartó erő, egyenesvonalban mozogna, tehát a körpályáról való távozása tekinthető részben centrifugális elmozdulásnak is. Lehetne tehát ezen az alapon a tömegvonzásból eredő és a Föld középtengelyére gyakorolt húzását is centrifugális erőnek nevezni. Szűklátókörű volna azonban ez az elnevezés annak, aki tudja, hogy van közös forgástengely, tehát a tengely felé húzás a valóság, vagyis centripetális irányú az erő. Az ábra jobboldalán egy támadási pontba egyesített erők mutatják, hogy az eredményt így is mind irány, mind pedig nagyság szerint pon-



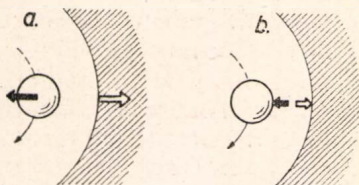
5. ábra.

tosan kapjuk meg. Ezzel a szerkesztéssel való magyarázás azonban éppen úgy nem helyes, mint a még lehetséges 6 másféle szerkesztés és 14 féle magyarázatadás. Mégpedig azért nem, mert nem a materiális valóságot ábrázolják.

Vegyük számba az összes lehetséges keringéseket, forgómozgásokat, amelyeken a körmozgást megfigyelhetjük. Általában kétféle módon folyhatik forgó, vagy keringő mozgás. Vagy vonzás, vagy pedig taszítóerősorozat kényszeríti egy testet körpályára. (Külön csoportba kell soroznunk a ciklotronban előálló mozgásokat.) A tömegvonzás és a coulomb-erők következtében előálló forgómozgásokat az előbb részleteztem. A taszítóerősorozatból előálló körmozgások alapos szemléletes magyarázatára álljanak az alábbi példák.

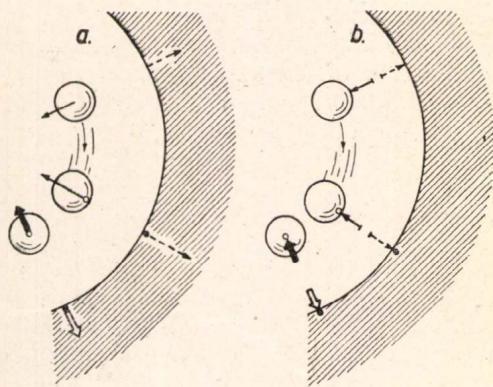
A 6. ábrán látható fehér golyót a feketével ábrázolt másik test kényszeríti körpályára.

Nyilván a valóságban ez a következőképp történik. A fehér golyó részecskéi olyan közel kerülnek a fekete test részecskéihez, hogy taszító kölcsönhatás keletkezik. A *fekete test körpályára kényszeríti a fehér golyót*, szokták úgy is mondani: akciót gyakorol reá. Persze ez a hatás, ez az akció a fehér golyó részecskéiben ellenhatást (reakció erőt) vált ki. A fehér golyónak a fekete falra gyakorolt kifelé irányuló nyomóerejét sokan reakcióerőnek nevezik abból kiindulva, hogy körmozgás csak a körpálya



6. ábra.

következményeként jöhetett létre, tehát első hatás a pálya *akciója*, erre válasz a golyó *reakciója*. Kifelé irányuló a golyó hatása, tehát jogosan nevezhető centrifugális erőnek. Hogy a villamos kereke nyomóerőt fejt ki a sínre és azt fel is melegíti, azt mindenki megtapinthatja. A golyó elmozdulása után újabb körpályaelem részecskéi gyakorolnak a golyóra taszítást. Ezért írtam taszítóerősorozatot. A fekete test és a fehér golyó részecskéinek kölcsönhatása csak addig tart, amíg egymás közelében vannak.

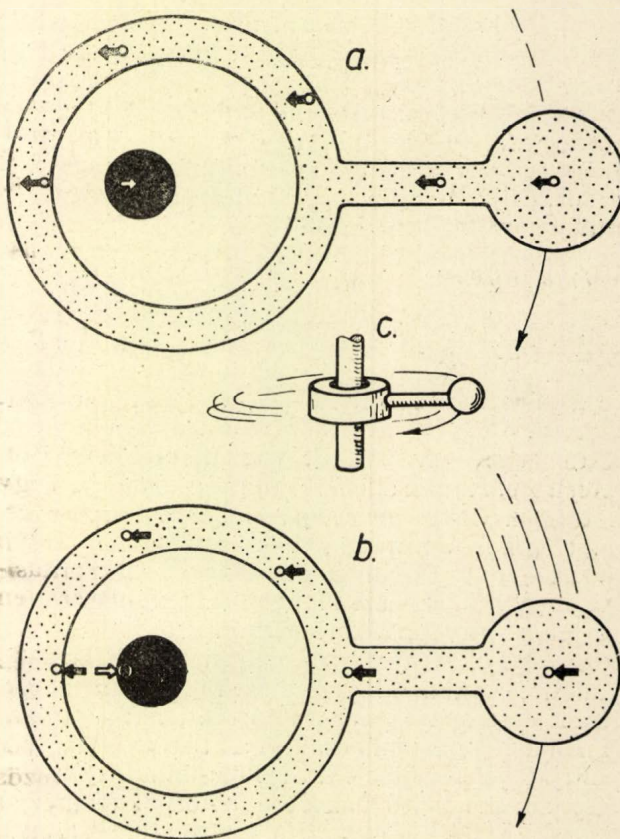


7. ábra.

Hogy a kölcsönhatásban szereplő erőket milyen rendszer szerint ábrázoljuk, azt a 7. ábra szerint bárki maga válassza meg. A lényeg csupán egy: a fekete test a fehér golyóra hat és megfordítva. Bármilyen közel vannak is azonban a részek, a két magyarázatra alkotott erőt egy pontból kiindulva ábrázolni tévedésekre vezet. A tanulónak azt kell jól látnia, hogy a *két test között működő egyetlen kölcsönhatás nagyságának kifejezésére két nézőpontból megfogalmazható két erő, vagyis egy erőpár ugyanegy fizikai lényegelt öhajjt megvilágítani*. Ugyanegy pontból való felrajzolásuk azt a gondolatot ébreszthetné vala-

melyik szemlélőben, hogy őket összeadja. Már pedig ennek a két erőnek, ennek az erőpárnak az összeadása értelmetlenség. Persze hangsúlyozni kell, hogy nyugvó rendszerbeli gondolkodóra, kívülálló szemlélőre nézve értelmetlenség. (Szükség van arra is, hogy a viszonyokat az együttforgó megfigyelő szempontjából felfedjük. Amikor tudjuk, hogy a keringő testtel együtt mozgunk és meg tudjuk állapítani a szabályokat, akkor legközelebb alkalmazni tudjuk azokat olyan felismerésekre, amikor nem tudunk az együttmozgásról. Az együttmozgó rendszerbeli magyarázatra alkotott erőmennyiségeink persze az általunk nyugvónak feltételezett keringő testre hatnak, azon alkotnak erőpárt. Ezek összegezése nem értelmetlenség. Nulla eredőjünkkel összhangban van az, hogy a körpályán mozgó, de általunk nyugvónak feltételezett test a Newton 1. axióma szerint viselkedik.)

Ugyancsak taszítóerősorozat tartja meg körpályán a *szilárd tengely körül forgatott merev rendszereket*. (8. ábra.) A fehérrel ábrázolt forgórészt a feketével ábrázolt tengely úgy kényszeríti körpályára, hogy a tengely és a forgórész közelkerülő részecskéi között lép fel taszító kölcsönhatás. A közvetlen kölcsönhatásban lévő részecskékről a hatás a merev testen tovaterjed. A feketével ábrázolt tengelynek a fehér forgórészre gyakorolt pályán megtartó erőhatása a részecskék legnagyobb részére nézve befelé



8. ábra.

irányuló erővel fejezhető ki. Persze fordítva is fogalmazhatjuk; a forgórészecskék egyenesvonalban haladnának, kifelé irányuló törekvésük is van, tehát húzzák a tengely ellentétes oldalán lévő részeket és abban középpont felé irányuló feszültséget létesítenek. Hogyan nevezzük el ezt az erőt? A forgótest részeinek van centrífugális törekvésük. A mozgórész azonban a tengely szélére a **tengely középpontja felé irányuló nyomóerőt** fejt ki. Ez az erő is tehát centripetális irányú erő. Végeredményül tehát ennek a taszítóerősorozattal létesülő körmozgásnak magyarázatára is a kölcsönhatás nagyságát kifejező két erő irányával mindkettőnél centripetális irányt kell mejelölnünk. Ezt a gondolkozást kell alkalmaznunk minden forgó erő- és munkagépre.

Az előbbieket után rendre elő kellene venni a forgatott folyadékokat és gázokat, valamint az elektromos és mágneses erőkkel előállított forgásokat. Mindegyiknek alapos megértése a valóságos kísérletek jó megfigyeléséből vonható el. A tanításban sok egyéb miatt csak futólag érintjük mindezeket. Nagyon sokukat magunk sem értjük. Ha a fenti módon vezettük tanítványainkat, akkor biztos alapot nyertek arra, hogy a bonyolultabb jelenségeket megértsék.

Befejezésül még csak a következőt fűzöm hozzá. Osztozom a két idézett kartárs azon véleményével, hogy a középiskolában a körmozgás magyarázását következetesen a külső szemlélő szempontjából, tehát az ú. n. nyugvó rendszerbeli okoskodás szerint tegyük. Persze azért arra rá kell mutatnunk, hogy nemcsak ez a magyarázás lehetséges. Hiszen amikor a kívülálló szemléletről beszélünk, egyben azt is közöljük, hogy együttmozgóként is adhatnók a magyarázatot. Így azután megtudják tanítványaink, mit jelent kezükbe kerülő némely írásban a keringő testnek tulajdonított két erő.

Összefoglalás.

1. Körmozgást egy test, vagy annak egy része csakis egy másik test kényszerítő hatása alatt végez. A hatás persze kölcsönös a befolyásolt és a kényszerítő test között, vagyis nemcsak a kényszerszerűt okozó hat a befolyásoltra, hanem megfordítva is a befolyásolt visszahat a kényszerszerűt létesítőre. Annak ellenére, hogy az a kölcsönhatás kétoldalas, mégis egyetlen természeti tény. Éppen az előbbieket alapján a kölcsönhatás nagyságát kétféleképpen fogalmazhatjuk meg két erővel. Az erők kifejezése a Newton 2. axióma szerint történik. Mivel vektormennyiség az erő, nagyságán kívül iránya is támadási pontja is megadandó. Amikor ábrázoljuk a körpályán mozgó testet és a pályán megtartó erőt, akkor annak támadási pontjául csakis a test valamelyik pontját jelölhetjük ki. A kölcsönhatás kifejezésére használható másik erőt a körpályán mozgó test fejti ki? kényszerítő testre, tehát annak támadási pontja csak a kényszerszerűt okozó test valamelyik pontja lehet.

2. A körmozgásban szereplő két erőt valóban megállapított irányuk alapján nevezzük el centripetális, vagy centrífugális erőnek. Célszerűbb magyarul befelé, vagy kifelé irányuló erőnek nevezni azért, hogy a kezdő ne valami speciálisan csak a körmozgásban szereplő erőre gondoljon. Ezzel talán elejét vesszük a misztikus erőfogalom kialakulásának.

Dönthetnénk úgy, hogy a „centrífugális erő” elnevezést csupán az együttforgó rendszerbeli magyarázatadáskor használjuk. Két szempontból volna ez helytelen. Sokan megszokták a cf. erő, cf. mozgás, cf. gyorsulás szavak használatát azokban a jogosult esetekben, amikor a jelenségek valóban kifelé irányulók. Másrészről nem helyes az sem, hogy a tehetetlenségi erőként szereplő „cf. erő” fogalom is annyira elvonttá váljék. Jobb az, ha a vele foglalkozó szóelemzésre kényszerül és egyúttal annak lényegét is boncolgatja.

3. Egymást vonzó testek csak forgásban létezhetnek és mindig forgórészert alkotnak. Sohasem kering egyik test a másik körül, hanem mindketten keringenek egy közös forgási tengely körül. A pályán megtartó erópár mindegyike ebben az esetben centripetális, vagyis az ilyen forgórészerek mozgásában nincs centrífugális erő. A legtöbb körmozgás ilyen típusú; tömegvonzások, Coulomb-erőkkel kapcsolt testek mozgásai, súly.

4. Egymást taszító két alkalmas test is eredményezhet körmozgást. A körpályán mozgó test centrífugális nyomóerőt fejt ki az őt körpályára kényszerítő köralakú test részecskéire. Ezekben a mozgásokban működik centrífugális irányban erő, de ez az erő a kényszerszerűt okozó testre támad, nem pedig a forgó testre.

5. Középiskolában minden körmozgást mint külső megfigyelő, mint kívülálló szemlélő tárgyalunk. Ez az ú. n. nyugvó rendszerbeli tárgyalás. Ebből következik, hogy a körpályán mozgó testre a körmozgást létesítő kölcsönhatás erópárjának csak egyike hat. A körpályán mozgó test középpontjából tehát csak egy erővektor rajzolható. A körpályán mozgó testből kiinduló centrífugális irányú erővektor középiskolai tanításban eleve hiba.

6. A körmozgásnak az együttforgó szemlélő szempontjából való magyarázását középiskolában csak megemlíthetjük. Egyéb alkalommal való magyarázat alkalmával a magyarázó nézőpontját meg kell jelölni. Mindenképpen hiba a kétféle magyarázatadás keverése.

7. A körmozgás tanításában a valóság megfigyelését, a kísérletet nem nélkülözhetjük. A sok pongyolaság mind abból ered, mert csak rajzokkal, krétával és elméleti beláttatásokkal igazoltunk.

Budapest, 1952. április 4.

Csekő Árpád

I. ker. Szilágyi E. gimnázium.

D. I. Blohincev: A kvantummechanika alapjai. (Tankönyvkiadó, 1952. 580 oldal.)

Blohincev könyvének magyar kiadása egyidőben jelent meg azzal, hogy a szerzőt e munkájáért Sztálin-díjjal tüntették ki. Ezért különös érdeklődéssel vesszük kézbe a könyvet. Az érdeklődést fokozza, hogy a fizika olyan területét ismerteti a szerző, amely sok, a fizikából gyakran a filozófia területére átnyúló vita forrása volt és forrása még ma is.

A könyv a kvantummechanika kísérleti alapjainak ismertetésével kezdődik, majd Planck, Bohr és Broglie elképzelésének érintésével a szerző belekezd az elmélet kiépítésébe. Kimutatva a Broglie-féle anyaghullám-felfogásnak a mikrorészecskék oszthatatlanságával való összeférhetetlenségét, Blohincev Born nyomán megadja a hullámok valószínűségi értelmezését. A tárgyalásmód mindvégig következetes, szinte axiomatikusan pontos. A szerző sehol sem választja a kényelmes eljárást, a problematikus kérdések elhallgatását. Blohincev erős oldala éppen e kérdések felvetésében és megoldásában nyilvánul meg. Érdekes pl. a határozatlansági összefüggéssel kapcsolatos álláspontja. A (koordinátára és impulzusra szorító) reláció matematikai levezetése után a tételt példákkal illusztrálja, melyek közt modern mérőműszerek (Wilson-kamra, fotoemulzió) elemzésével is találkozunk. De — Heisenberggel és másokkal ellentétben — Blohincev nem általánosítja a statisztikusan levezetett kvantitatív összefüggést a példák alapján egy részecskére. (Azt írja, hogy a közhírt mikroszkóp-kísérletben sem beszélhetünk egy elektron és egy foton ütközéséről, hiszen egy foton nem ad látható képet.)

Kiemelkedően jó a reprezentációelmélettel foglalkozó fejezet. A szerint, hogy a koordináta, energia vagy részecskeszám lehetséges értékei szempontjából vizsgáljuk a rendszer állapotát, kapjuk egyenértékű leírásaként a Schrödinger-féle tárgyalást, a matrix-mechanikát, illetve a második kvantálást. Az egységes szempont áttekinthetővé teszi a sok tárgyalásmódot, ami más helyeken mint történeti okokból egymás mellé került, de laza kapcsolatban álló fejezet jelenik meg a tanuló előtt. (Sajnos, a második kvantálás néhány oldalra beszorított ismertetése nem elegendő a módszer teljesíthetőségének bemutatására.) Másik legszebb része a könyvnek a Pauli-elv bevezetése, ahol a szubjektív ízü „megkülönböztethetetlenség” fogalmát elkerülve, a szerző az elvet mint a mikrorészecskék azonosságának elvét állítja fel.

A kvantummechanika ezen kielégítő elemzés hiányában sokat vitatott fejezeteinek tiszta és logikus tárgyalását a statisztikus értelmezés következetes alkalmazása teszi lehetővé. Lehet vitatni Blohincev felfogását, mely szerint a kvantummechanika alapját képező feltevés az állapotfüggvénynek mint egy statisztikus sokaság jellemzőjének a bevezetése. (Ez a 39. oldalon történik, ezzel szemben a fizikai mérések eredményeinek operátorok sajátértékeiként való értelmezésére csak 38. a Schrödinger-egyenlet felírására csak 65 oldallal később kerül sor.) A lényeges azonban az, hogy a szerzőnek egységes szempont alapján sikerül bemutatni, hogy a kvantumelmélet ma már a klasszikus mechanikával nemcsak alkalmazhatóságában, hanem megalapozottságában is egyenértékű általános módszer fizikai jelenségek elméleti tárgyalására.

Azt hihetnők, hogy az alapoknak ilyen részletekbe menő kifejtése háttérbe szorítja az elmélet eredményeinek ismertetését, és ezért a tanuló nem látja az elmélet célját, használhatóságát. Erről azonban nincs szó. A Schrödinger-egyenlet szokásos megoldásai mellett bőven találkozunk tankönyvekben ritkán olvasható alkalmazásokkal, így a hidegemisszió értelmezésével az alagúteffektus alapján, a ferromágnesség

kvantitatív tárgyalásával, a Rabi-féle magnyomatékmérés elméletével.

Abból a törekvésből, hogy a kvantummechanikát mint zárt, ellentmondásmentes és a tapasztalat által igazolt általános elméletet mutassa „be” a könyv, adódik az is, hogy a szerző nem tesz említést a használt tárgyalásmódon túlnyúló problémákról. Ezeket csak a könyv utolsó fejezetében sorolja fel. Itt számol be arról, hogy a mikrorészecskék megsemmisülési, egymásba átalakulni képesek. „Az ilyen nagy és határozatlan szabadsági fokú rendszerek új tárgyalást tesznek szükségessé, mert ezek sokkal közelebb állnak a terekhez, mint anyagi részecskék mechanikai rendszeréhez” — írja. Ez a jelenségkör Blohincev szerint már kivülesik a kvantummechanika tulajdonképpeni területén, ezért a könyv nem foglalkozik a Dirac-egyenlettel és az elektromágneses tér kvantumelméletével, lemondva ezáltal a finomszerkezet, párkeltés, fényenergia-kvantáltság és rokon jelenségek elméleti értelmezéséről, melyek egyrészt az utolsó 25 év legszebb elméleti eredményeinek tekinthetők, másrészt azonban újabb, ma is megoldatlan problémákat vetnek fel.

A könyv a kvantummechanika ismeretelméleti értékelésével záródik. Blohincev a Bohr által képviselt pozitívista álláspont kritikájából indul ki. Bohr a kvantummechanika lényegét a komplementaritás elvében látja, mely szerint a mikroobjektumok a használt mérőeszköz konstrukciójától függően részecske vagy hullám alakjában jelennek meg. Ez a megfigyelő szerepét eltűzva olyan felfogásra ad alkalmat, hogy az alany a méréssel „készíti el” a valóságot. A szerző ezzel szemben kiemeli, hogy a lényeges gondolat a klasszikus testek és a mikrorészecskék minőségi különbözőségének felismerése. Még a határozatlansági összefüggésben sem a mérőeszköz szerepe a döntő. Blohincev konkrét, elvégzett mérést elemzve mutatja meg, hogy mai eszközeink elég pontosak annak kimutatására, hogy mikrorészecskékénél ez a két értékpár egyidejűleg nem létezik. Zárószavaiban Blohincev a mikrojelenségeket pontosan és objektíven leíró kvantummechanikát az emberi értelem nagy alkotásaként értékeli.

Az egyetemi előadónak gyakran kell megelégednie felszínesebb bevezetéssel, hogy az alkalmazások sorra kerülhessenek. Ez a könyvnek mint előadási vezérfonalnak használatánál gyakran kihagyásokat, eltérő gondolatmenetet tesz szükségessé. (Pl. a könyvben a Schrödinger-egyenlet első alkalmazására a 162. oldalon kerül sor.) Ezenkívül az egyetemi előadásokban ismertetni kell a könyvben nem szereplő fejezeteket is, gondolok itt a Dirac-egyenletre, a kvantumelektrodinamikára vagy a soktestprobléma közelítő módszereire. Ezért előreláthatólag a könyv inkább az előadott anyag elmélyítését, mint pontos nyomkövetését szolgálhatja. Ez azonban — utolsó évfolyambeli hallgatókról lévén szó — nem jelent komoly hátrányt.

A magyar kiadás jól tolmácsolja a szerzőt; azok közé a ritka fordított tankönyvek közé tartozik, melyek nyelve világos, magyaros és szakmailag kifogástalan. Külön könnyebbséget jelent az alkalmazott következetes jelölésmód. A világviszonylatban kiváló mű magyar nyelven való megjelenése nemcsak az egyetemi oktatás, hanem a tudományos munka számára is nagy nyereséget jelent.

M. Gy.

Korsunszkij: Az atommag. Budapest, Közoktatásiügyi Kiadó Vállalat 1951.

A technika perspektívus fejlődése szempontjából a tudomány legérdekesebb és legfontosabb ága kétségen kívül az atommagfizika. Az a tény, hogy az atomenergia felszabadítása ma már túljutott az elméleti lehetőségen, mindenekelőtt az atommag-fizika

fejlődésének köszönhető. Ezenkívül bizonyosra vehető, hogy az atommagon belül uralkodó fizikai törvényszerűségek igen sokban különböznek a szokásos fizikai törvényszerűségektől és e tudomány az anyag mozgásának és fejlődésének új törvényeit tárta és tárja fel.

Ezért az atommag-fizika legfontosabb tényeinek ismerete nemcsak a témával foglalkozó fizikus számára fontos, hanem sokkal tágabb körben is komoly érdeklődésre tarthat számot. Azonban e diszciplína legfontosabb eredményeinek közérthető módon való tárgyalása — éppen a felmerült problémák bonyolultsága miatt — távolról sem egyszerű feladat. Ezért kell különösen megbecsülnünk Korsunskij könyvét, mely ezt a bonyolult feladatot mintaszerűen oldja meg. Valóba kevés olyan könyvet ismerünk, mely a szakszerűség és a közérthetőség egymásnak gyakran ellentmondani látszó követelményeit olyan pompásan egyesítené, mint ez a kiváló szovjet könyv.

Korsunskij könyve részletesen és alaposan foglalkozik az atommag-fizika újszólván összes elvi kérdéseivel. A természetes radioaktivitás jelenségeiből kiindulva, gondosan felépített tárgyalásmóddal jut el az atomenergia felhasználásának lehetőségeit tárgyaló fejezethez. Eközben a magfizika legfontosabb elvi és gyakorlati kérdései kerülnek szóba. Részletesen ismerteti az atommag-fizika fejlődése során kialakult igen érzékeny mérési berendezéseket. Szakszerűen és mégis igen közérthetően tárgyal olyan bonyolult kísérlete-

ket, mint Allen kísérlete a neutrínó kimutatására és olyan berendezéseket, amilyen például a Vechsler-féle gyorsító berendezés. Ugyancsak mintaszerűnek kell tekinteni azokat a részeket, melyekben a magfizikai elvi kérdéseivel foglalkozik. Ezek közül is ki szeretnénk emelni a β -bomlás elméletéről szóló IX. fejezetet.

Helyet kapnak a könyvben a magfizika határterületeinek legfontosabb kérdései is. Ilyenek a kozmikus sugárzás jelenségei, melyeknek tárgyalása szintén kiválóan sikerült.

A könyv magyar kiadása is sikerültnek mondható. A fordítás pontos, szakszerű, nyomdatechnikai szempontból sem lehet komolyabb kifogást emelni.

Különös értéke a könyvnek, hogy részletesen ismerteti a magfizika területén elért kimagasló szovjet eredményeket. E könyvet olvasva azonnal megértjük, miért tudott a szovjet fizika olyan rövid idő alatt az atomenergia felszabadításának birtokába jutni. Azért tudniillik, mert a szovjet fizika már jóideje élen jár az atommag-fizikára és a kozmikus sugárzásra vonatkozó kutatás területén is.

Meggyőződésünk, hogy Korsunskij könyve komoly szolgálatot tesz középiskolai tanáraink, mérnökeink, tanulóifjúságunk szakmai fejlődése ügyének és haszonnal fogják forgatni azok a fizikusok is, akik az atommagfizika területén részletesebben nem járatosak.

Sz. G.

A Tudományos Akadémia III. osztályának előadói ülései

A Magyar Tudományos Akadémia III. (matematika-fizikai) Osztályának I. év március 3-án tartott ülésén *Jordan Károly*, *Gombás Pál* és *Novobátszky Károly* dolgozatokat mutattak be. A *Jordan Károly* által bemutatott négy meteorológiai tárgyú dolgozat a következő volt: *Berényi Dénes*: „Az időjárási elemek és terméseredmények közötti összefüggések kutatásának hazai eredményei“, *Béll Béla*: „A felsőbb légkör kutatása bármely időpontban Budapesten“, *Aujeszký László*: „Energiaeloszlás a függőleges légoszlopban“.

Ezután fizikai tárgyú dolgozatokat mutatott be *Gombás Pál*, melyek az Acta Physicában fognak megjelenni. *Gáspár Rezső* az alumíniumfém kötését tárgyalja dolgozatában. Jó eredményeit azáltal sikerült elérnie, hogy a közelítő számításokban nehézségeket okozó ortogonalitási feltételeket egy megfelelő operátorral sikerül pótolni. A kristályszerkezet jellemző állandói a tapasztalattal jó egyezésben adódnak. *Hoffmann Tibor* többféle atomból álló kristályok és szennyeződések kvantumelméletét tárgyaló dolgozat-sorozatának újabb két dolgozatában egy-, ill. kétféle atomból álló szabályos térbeli kristályok elméletét ismerteti, ami a további számítások alapját képezi. *Náray Zoltán* a kvantummechanikai számítások számára jól hozzáférhető HCl-molekula elméletét fejleszti tovább *Gombás*, *Neugebauer*, ill. *Hellmann* nyomán.

Novobátszky Károly mutatta be *Szamosi Géza* két dolgozatát. Az első dolgozatban a szerző vizsgálat tárgyává teszi azokat a lehetőségeket, melyeket az elemi részek elméletében a magasabbrendű állapot-egyenletek nyújtanak. Módszert ad meg, mellyel a magasabbrendű állapotegyenlet több közönséges típusú (másodrendű) állapotegyenlet kombinációjára vezethető vissza a kvantumelméleti formalizmus keretében. A másik dolgozatban a nehéz atommagok kötési energiájának kiszámítására ad egy olyan eljárást, mely a potenciális energia klasszikus figyelem-

bevétele mellett a kvantummechanika szerint adja meg a részecskék kinetikus energiáját, ennek kapcsán módot adva az energianívók meghatározására is. Végül *Novobátszky Károly Marx György* dolgozatát mutatta be, melyben a szerző a relativisztikus térelmélet variációs módszerét használja fel a permanens mágnesekre ható erő pontos alakjának kiszámítására.

A III. osztály április 7-i ülésén szintén dolgozatok bemutatására került sor. *Gombás Pál* akadémikus *Hoffmann Tibor* említett sorozatos munkájának következő dolgozatát mutatta be, amelyben a kristályok felületi jelenségeinek (adszorpció, kontaktus-jelenségek stb.) tárgyalására kerül sor. A *Jánossy Lajos* akadémikus által bemutatott dolgozatban *Fenyves Ervin* és *Haiman Ottó* a tatai szénbányában végzett méréseikről számolnak be. A mérések fényt derítenek a bányába behatoló kozmikus sugárzás összetételéről. Az abszorpció görbe magyarázható azzal, hogy a bányában észlelt sugárzás mezonokból áll, nem kell különleges sajátosságú részecskéket feltételezni. *Gyulai Zoltán* akadémikus két dolgozatot ismertetett. *Tomka Pál* ionos vezetők sajátosságait vizsgálta NaCl kristályon. *Bodó Zoltán* régebbi (az I. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen ismertetett) dolgozatában közölt módszert alkalmazta különböző anyagok optikai tulajdonságainak vizsgálatára. Ezután *Kovács István* akadémikus számolt be *Bardócz Árpád* dolgozatáról. A szerző dolgozatában egy szaggatott ívgerjesztőről számol be, mely a mennyiségi analízist szolgáló szinképelemzésben oly fontos fényforrás-problémát oldja meg előnyös módon.

Ezután matematikai tárgyú dolgozatok bemutatására került sor. *Hajós György* akadémikus *Szele Tibor* és *Molnár József*, *Alexits György* akadémikus *Tandori Károly* és *Freud Géza*, *Turán Pál* akadémikus *Dénes Péter* dolgozatát mutatta be. Ezután a távollevő *Kalmár László* helyett *Surányi János* és *Péter Rózsa* személyesen ismertette dolgozatát.

A pozitronelmélet helyességéről. Több fizikus foglalkozik újabban a pozitron-elmélet következtetéseinek kísérleti ellenőrzésével. (Ide tartozik Vlaszovnak az Izvesztija Ak. Nauk SSSR-ben 1950-ben megjelent cikke is.) A legérdekesebb kérdés az, hogy mennyire egyezik meg a pozitron és elektron töltése és tömege. A pozitron töltésére jelenleg a legmegbízhatóbb érték $(4,84 \pm 0,03)10^{-10}$, elektronra $4,8022 \cdot 10^{-10}$ e. s. egs. e. Du Mond összehasonlítva az elektronra nyert Compton hullámhosszat a szétsugárzás hullámhosszával — a két részecske tömegét különbözőnek találja:

$\frac{m^+ - m^-}{m^-} = 0,82 \cdot 10^{-4}$. Hedgran és Lind különböző anyagok fontonjainak uránban történő elnyelését vizsgálva $\frac{m^+ - m^-}{m^-} = 23 \cdot 10^{-4}$ értéket nyerik, ami

csaknem a harmicszorosa a Du Mond által nyert értéknek. Másik érdekes kérdés az elektron-pozitron-szétsugárzás kérdése. A pozitron-elmélet szerint kvantum nélküli, egy-, kettő és háromkvantumos szétsugárzás lehetséges. Sz. J.

Atommagok polározhatósága. Geschwind és munkatársai mikrohullámtechnikával mérték a 35-ös és 37-es klorizotópok atommagjai elektromos kvadrupól-momentumának viszonyát. Arra az érdekes eredményre jutottak, hogy ez a viszony különböző klórvegyületeknél különböző. Így a két izotóp atommag kvadrupól-momentumának viszonya a CH_3Cl molekulában $1,2691 \pm 0,0003$, a CH_3Cl molekulában viszont $1,2670 \pm 0,0005$. Látható, hogy az eltérés jelentősen nagyobb, mint a mérési hiba. Mivel a mérést különféle módszerekkel mindkét molekulánál megismételték, arra a következtetésre jutottak, hogy a fenti különbözés valóban létezik és az eltérő molekulaszervezet következménye. Megvizsgálták a jelenleg elméleti magyarázatának lehetőségeit és arra a következtetésre jutottak, hogy azt a két klorizotóp különböző polározhatósága okozza a molekulák elektromos terében. (Phys. Rev. 81. 288. 1951.) M. Gy.

A rádióhullámok kvantumos szerkezete. Jelenlegi tudásunk szerint minden elektromágneses hullám, így a rádióhullám is fotonokból ($h\nu$ nagyságú részecske-sajátságokkal rendelkező energiakvantumokból) áll. A rádióhullámok kvantumos szerkezetét egyes kísérletek is megerősíteni látszanak. Ezzel kapcsolatban Fürth felvetette a rádióhullám-fotonok keletkezésének kérdését. Monokromatikus sugárzás, azaz meghatározott energiájú fotonok akkor keletkeznek, ha egy rendszer, mely csak meghatározott diszkrét energianívókon létezhetik, átugrik egyik energianívóról egy másikra. A jól meghatározott rezgésszámú rádióhullámot kisugárzó rádióleadó azonban makroszkópikus elektroncsövekből, rezgőkörökből áll, melyekben az elektronok energiaspektruma okvetlenül folytonos. Kérdés, miként lehetséges, hogy ilyen rendszer azonos $h\nu$ energiájú fotonokat képes kisugározni, nem pedig valamilyen folytonos rezgésspektrumú sugárzást. A jelenséget Fürth indukált sugárzásmisszióval igyekezett megmagyarázni. Valószínű azonban, hogy ez a problémakör még nem tekinthető lezártnak. (Physica 1951.) M. Gy.

Néhány foszfor gerjesztett állapotának időtartama. Talliummal aktivált alkali-halogen foszforok, Zn-kel aktivált ZnO és ZnS foszforok, ezüsttel aktivált ezüsthalogén-, rézzel aktivált rézhalogén-foszforok közös tulajdonsága, hogy abszorpciós és emissziós sávjaik az aktivátor abszorpciós és emissziós sávjaival egyeznek meg. A fluoreszkálást tehát az aktivátor elektronjának gerjesztett állapotból alapállapotba való jutása határozza meg. Az aktivátor elektronburka nem sokat különbözhet a foszfor kristályrácsában, sem a szabad állapotban lévő elektronburoktól. Várható tehát, hogy a foszforok gerjesztett állapotá-

nak időtartama is akkora, mint az aktivátoratomoké szabad állapotban. K. V. Salikova és T. P. Bjelikova a fentemlítt foszforok gerjesztett állapotának időtartamát mérték és a várakozásnak megfelelő értékeket kaptak. (Dokladi Ak. Nauk. SSSR. 82. 713. 1952.) K. L.

Szekundér elektronok emissziója különböző mélységekből. M. M. Vudinszkij megvizsgálta alumíniumra, illetőleg csillámra vett ezüstréteg szekundéremisszióját. Azt találta, hogy a szekundéremissziós együttarható csökken az ezüstréteg vastagságának csökkenésével. Az a d_0 vastagság, amelytől kezdve csökken a szekundéremissziós együttarható, függ a primér elektronok energiájától. A kísérleti eredménynek magyarázata a szerző szerint az, hogy d_0 vastagságból még ki tudnak jönni a szekundér elektronok, de mélyebbről már nem. d_0 nagyságrendje 10 KeV primér elektron-energiák alatt 10^{-6} cm. (Dokladi Ak. Nauk. SSSR. 82. 705. 1952.) K. L.

Az elemi részek szerkezetéről. I. Frenkelj két érdekes cikkben foglalkozik az anyag korpuszkuláris és hullámtermészetének kérdésével. Frenkelj arra az álláspontra helyezkedik, hogy az anyag szerkezetének tisztán korpuszkuláris modellje nem felel meg a valóságnak és helyesebb az elemi részeket az általános térkonceptió alapján tárgyalni. Az elemi részek ebből a szempontból a tér kvantumjainak felelnek meg. Érdekes, hogy Frenkelj kifejtve a felfogását, az elektronokat és pozitronokat nem mint az elektromágneses tér forrásait, hanem mint termékeit tekinti. Az elmélet kvantitatív tárgyalására nem kerül sor, de utal arra, hogy a tér-felfogás az elemi részek korpuszkuláris természetét is magyarázza és hivatkozik Mottnak egy dolgozatára, melyben kimutatja, hogyan lehet a tisztán térfelfogásból az olyan korpuszkuláris jelenségek magyarázatához, mint az α részek egyenes pályája a ködkamrában, eljutni. (Uszpehi Fiziceszskih Nauk. 1951.) Sz. G.

Az erőterek egységes elmélete. Az általános relativitáselméletnek régi problémája olyan elmélet megalkotása, mely a gravitációs tér mellett az elektromágneses teret is a tér geometriai szerkezetéből, strukturájából származtatja. Újabban a problémát kiterjesztették a magerőknél szerepet játszó mezon-erőterre is. Ismeretes, hogy több ilyen ú. n. egységes térelméletet sikerült megalkotni. Elterjedt vélemény azonban, hogy ezek, viszonylagos sikerességük ellenére is, lényegileg csak *formális* egyesítését jelentik az ismert erőtereknek és új megismerésekre nem vezetnek. Kiváltképp vonatkozik ez azokra a próbálkozásokra, melyek a jelenségek leírásához egy közvetlen fizikai értelemmel nem rendelkező, elvileg „megfigyelhetetlen” ötödik dimenziót hívnak segítségül. Legutóbb Rumer szovjet fizikusnak igen mély matematikai meglátással sikerült azonban ezt a nehézséget kiküszöbölnie, amennyiben ötödik koordinátául a Hamilton—Jacobi-egyenletben fellépő hatásfüggvényt tekinti. Ezáltal elérhető, hogy a mozgásegyenletek egy ötdimenziós tér eikonál-egyenletének alakját öltsek, vagyis, hogy a részecskék mozgásának problémája az ötdimenziós optika problémájává alakuljon. Kiderül, hogy az ötdimenziós sugároptika a klasszikus fizika eseteit adja, az ötdimenziós hullámoptika viszont a kvantálást is tartalmazza. A tér geometriáját legáltalánosabb esetben szükségképpen 15 független mennyiség szabja meg. Ezek közül 10 a gravitációs potenciálokkal (a szokásos g_{ik} metrikus fundamentáltenzor komponenseivel) azonosítható, további 4-nek az elektromágneses potenciálok felelnek meg, míg a 15-ik egy skaláris mennyiség, mely a magerőkkel és a „mezonokkal” függ össze. Az elmélet arra vezet, hogy a fotonok, a gravitációs tér, „kvantumai” és a skaláris „mezonok” mint bizonyos általánosabb

részecske-családnak, az ú. n. *fundamentonok*-nak speciális esetei jelennek meg és azáltal vannak kitüntetve, hogy nyugalmi tömegük zérus. Érdekes következmény továbbá, hogy az el nem tűnő nyugalmi tömeggel rendelkező részecskéknak a kvantumelméletben szükségképpen elektromos töltésük van. A cikk végül tárgyalja elektronoknak mozgását az általános erőterben és kimutatja, hogy magasabb töltésű és tömegű „gerjesztett” elektronoknak is kell létezniük, melyek azonban a jelenlegi észlelési módszerekkel — melyek lényegileg mind e/m meghatározáson alapulnak — nem különböztethetők meg a közönséges elektronoktól.

Feltehető, hogy a kozmikus sugárzásban észlelt számos „részecske” fenti fundamentonokkal és gerjesztett elektronokkal azonosítható. (Rumer, Zsurn. exp. teor. fiz., 20., No. 3., 1950.) R. P.

Mágneses tér stabilizálása magmágneses momentummal. Nagy mágneses terek konstans értéken tartására pl. ciklotron vagy tömegspektrográfnál, nem elegendő a mágnesező áram stabilizálása, mert a tér függvénye a mágnes geometriájának és a vas permeabilitásának, ezek pedig változnak a hőmérséklettel.

Az ismertetendő magmomentumos módszernél egy tértől függő jelenséget, a magmomentumok rádiófrekvenciális rezonancia abszorpcióját használjuk fel stabilizálásra. Konstans mágneses térbe helyezett $(2I+1)$ féleképpen beálló magnyomatékok energianívói között rezonancia-átmeneteket tudunk létesíteni, ha a H_0 konstans térre merőleges irányban rádiófrekvenciális teret alkalmazunk, melynek frekvenciája $\omega_0 = \gamma H_0$, (γ a giromágneses érték). A rezonancia-abszorpció a rádiófrekvenciás teret adó oszcillátor tekercsáramváltozásával indikálható. Konstans frekvencia esetén a mágneses tér változtatásával harangalakú abszorpciós görbét kapunk. Ha a teret nem egyenletesen változtatjuk, hanem az abszorpciós görbe sávzélességénél kisebb amplitudójú hangfrekvenciával moduláljuk, a görbe meredekségével arányos nagyságú, a maximumban zérus, és a maximum két oldalán ellenkező fázisú jelfeszültséget kapunk. Ezt a változó fázisú feszültséget az eredeti moduláló frekvenciával keverve, a jel fázisától függő előjelű egyenfeszültséget kapunk, azaz a rezonancia tér fölött és alatt ellenkező előjelűt. Ezt a feszültséget egy konvencionális áramstabilizátorra adva párezer gauss esetén is 0,01 gauss-ra stabilizált mágneses teret kapunk. (Rev. Sci. Instr.) G. M.

Lumineszkáló folyadékok hatásfokának kalorimetrikus meghatározása

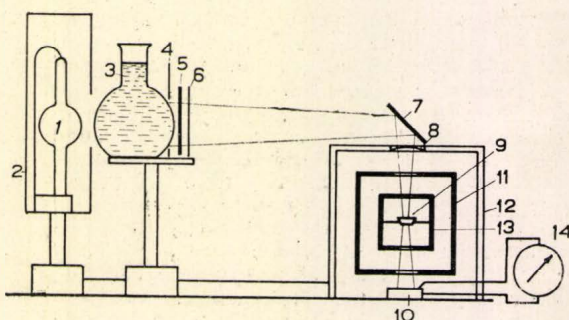
A lumineszkálás hatásfoka, vagyis az energia-viszony a kisugárzott lumineszkáló fény és az elnyelt gerjesztőfény között egyrészt a gyakorlat számára értékmérőül, másrészt elméleti megfontolások alapjául szolgál. Ezért a hatásfok ismerete mind a lumineszkálás elméleti magyarázatánál, mind gyakorlati alkalmazásánál fontos.

Lumineszkáló folyadékoknál a hatásfok meghatározására M. N. Alyencev szovjet fizikus új kalorimetrikus módszert dolgozott ki. A mérés az 1. ábrában látható berendezéssel történt. Vastagfalú rézdobozban (13) küvettába (9) helyezte el a lumineszkáló folyadék-

hőmérsékletének ingadozása nem haladta meg a $0,005^\circ \text{C}$ -t.

A küvetta és a rézburkolat részleteit a 2. ábra mutatja. A küvetta és a rézburkolat között fellépő hőmérsékletkülönbség mérésére 10 drb. sorbakötött réz-konstantán hőelem szolgált. A thermoelemek áramát 55 Ohm belsőellenállású 10^{-8} A érzékenységyű galvanométerrel mérte. Az átlagos felmelegedés $0,1^\circ \text{C}$ volt.

A mérés a következőképpen történt. Meghatározta egy bizonyos gerjesztőfénybesugárzásnál a küvettába tett lumineszkáló oldat melegedését (Q). Ezután a



1. Kvarclámpa
2. Lámpabúra
3. Kondenzor szerepét betöltő üveg

4. Diafragma
- 5—6. szűrők
7. Tükör
8. Gyűjtőlencse

9. Küvetta
10. Fényelem
11. Fémdoboz
12. Faláda

13. Fémdoboz
14. Galvanométer
- 15—16 Fémgyűrűk
17. Hőelemek

kot. A (3) kondenzor által összegyűjtött fényt a (7) tükör a (8) lencsére vetítette s ez a lumineszkáló folyadékra irányította. A fény, miután keresztülhaladt az oldaton, a (10) fényelemre kerül. Ezzel mérni lehetett, hogy az állandóan tartott gerjesztőfényből az oldat mennyit nyelt el.

A vastagfalú rézdoboz (13) a mérés ideje alatt állandó hőfokon tartandó és ezért hőszigetelő, két rétegből álló vattaburkolattal volt körülvéve. Ezek között a (11) fémfal volt és az egész berendezést a (12) láda vette körül. A környezet hőmérsékletét $0,1^\circ \text{C}$ pontossággal tartotta, ezért a rézburkolat

küvettába olyan nem lumineszkáló fekete folyadékot tett, amely a gerjesztőfényből ugyanolyan mennyiséget abszorbeált, mint az előbbi lumineszkáló folyadék. Ezt úgy érte el, hogy a küvettába elhelyezett vízbe addig csepegtetett fekete festéket, amíg a (10) fényelem ugyanakkora kitérést nem mutatott, mint előbb. Megmérte, hogy most mekkora a küvettának a melegedése az előbbivel egyenlő mennyiségű elnyelt fény hatására (A).

A az elnyelt fénnel volt arányos, Q pedig a lumineszkálás közben az anyagban maradt hővel. A lumineszkáló folyadék ugyanis az elnyelt energia egy

részt lumineszkáló fény alakjában újból kibocsátotta. Ez a fény a vastag rézedény (kormozott) falán elnyelődött. Ennek hőmérsékletét nem változtatta meg érzékelhetően, mert olyan nagy volt ennek az edénynek a hőkapacitása. Tehát a lumineszkálás hatásfokát:

$$\eta = \frac{A - Q}{A}$$

alakban megkapta.

Ellenőrizte, hogy a felmelegedés az elnyelt fénnyel valóban arányos volt-e. Az elnyelt fény mennyiségé-

nek függvényében a melegedést valóban lineárisnak találta.

Mérési eredményei 3660Å-ös gerjesztésre az I. táblázatban vannak összefoglalva.

I. táblázat

Anyag	Oldószer	Hatásfok
Fluoreszcein	víz	0,63
Rodamin B extra	víz	0,43
Antracén	benzol	0,28
Aktidinszulfát	etilalkohol	0,31
3-Aminoftalidin	etilalkohol	0,45

EGYESÜLETI ÉLET

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1952. évi rendes közgyűlése

Április 19-én és 20-án tartották meg a Fizikai Társulat ez évi rendes közgyűlését. A közgyűlést Valkó Endre, a MTESZ főtítkára nyitotta meg. Utána Szigeti György, a Társulat főtítkára tartotta meg beszámolóját az elmúlt évben végzett munkáról. A beszámolót számos hozzászólás követte. A hozzászólások után a közgyűlés megválasztotta a Társulat új tisztikarát, majd Szigeti György főtítkár ismertette a Társulat 1952. évi munkatervét. Az alábbiakban ismertetjük Valkó Endre megnyitóját, a Társulat új tisztikarát és az 1952. évi munkatervét. Szigeti György beszámolóját, valamint az ezt követő vitát helyszűke miatt következő számunkban fogjuk ismertetni.

A közgyűlés második napján az anyagvizsgálat néhány fizikai módszeréről tartottak előadásokat. Az előadások a spektroszkópia röntgenspektroszkópia és az ultrahang kutatásokról számoltak be. Az elhangzott előadások kivonatait alább ismertetjük.

Valkó Endre a MTESZ főtítkárának megnyitója

Tisztelt Közgyűlés!

A Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége elnöksége képviselőjében szeretettel üdvözlöm az elvtársakat és egyben mindjárt alá szeretném húzni, hogy mi — és itten a többi 24 tudományos egyesületben működő mérnökök, technikusok és tudományos dolgozók nevében beszélek — hogy mi az Eötvös Loránd Fizikai Társulat munkájának egészen különös jelentőséget tulajdonítunk, mert jól tudjuk, hogy a Társulat jelentőségét nem tagjainak száma, hanem tagjainak munkája és elvégzendő feladatai alapján kell felmérni. A fizika az a tudomány, amely alapját képezi az összes technikai tudományoknak. Népgazdaságunk erősítésének, műszaki fejlődésünknek hatalmas emelője éppen a fizika eredményeinek következetes alkalmazása a technikában. A fizika az a tudomány, amely jobban megérteti velünk a természet jelenségeit, az a tudomány, amely éles fegyvert ad kezünkbe a reakciós világnézetek elleni harcban. Ezért tekintünk különös szeretettel a Társulat munkájára, ezért kísérjük fokozott figyelemmel a Társulat fejlődését és ezért támaszthatunk különösen magas követelményeket a Társulat munkájával szemben. A tudományos egyesületben végzett társadalmi munka a továbbképzésnek, a tapasztalatok kicserélésének széles lehetősége, az ösztönző, termékeny, nyílt vitáknak az egészséges légköre, amit az egyesületi élet ad számunkra, az a szenvedélyes szeretet, amellyel kutatóink, tudományos munkásaink szakmájukkal foglalkoznak, olyan hatalmas tartalékát jelentik a tudományos fejlődésnek, amely ránk van bízva, amelynek felhasználásáért felelősek vagyunk.

Nem az envém a feladat, hanem a főtítkári beszámolóé és az azt követő vitáé, hogy kritikailag értékelje a

Társulat munkáját, számba vegye az elért eredményeket és a felszámolandó hiányosságokat. Ezért csak utalni szeretnék arra, hogy a Társulatnak eddigi jó munkája, komoly eredményei mellett is a jövőben az eddiginél még sokkal nagyobb feladatokat kell majd megoldania. Jóval szélesebb rétegekre kell kiterjesztenie működését. Sokkal nagyobb lehetőséget kell teremtenie kutatóink társadalmi munkája számára. Jóval nagyobb segítséget kell adni a pedagógusainknak. Közel kell hozza a fizikusokat az ipar problémáihoz — és mindez csak akkor lehetséges, ha megerősödik az egyesület vezetése, ha az egyesület vezetése állandó és módszeres lesz, — mert ma nem az. A lelkeség és a hozzáértés ma is megvan, az egyesület vezetőségében, mégsem lehet azt mondani, hogy jó volna az egyesület vezetése, mert csak egy igen kis szűk kör vesz benne részt, az sem állandóan, hanem kampányszerűen. Az egyesület vezetésének, a társadalmi munka szervezésének tervszerűnek és folyamatosnak kell lennie és tervszerűnek és folyamatosnak kell lennie a Fizikai Szemle - szerkesztésének is, amelyre egyébként minden remény megvan, hiszen a lap legutolsó számai tartalmában, színvonalban valósággal ugrásszerű javulást mutatnak az előzőkhöz képest.

Az egyesület munkájáért azonban nemcsak az egyesület közvetlen vezetői, de a Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége is felelős. A MTESZ nem valami csúcshivatal, hanem a különböző területeken működő tudományos egyesületek tapasztalatcseréjének, kölcsönös segítségének a fóruma. Hogyan adhatunk több segítséget a Társulatnak, mint eddig? Elsősorban úgy, hogy megszervezzük az egyesületek együttműködését, óriási azoknak a megoldásra váró műszaki feladatoknak a száma, a termelésben, az üzemekben, amelyek lényegében véve fizikai problémák. Ezek a problémák a technikusok számára gyakran idegenek, szokatlanok, de a fizikus meg tudja őket oldani, csak meg kell találni ezeket a problémákat és meg kell tudni fogalmazni a fizikus nyelven. Meg vagyok győződve arról, hogy ha ezzel a kérdéssel többet foglalkozunk, a népgazdaság számára felbecsülhetetlen értékű újítások fognak születni ebből. Persze ezeket a problémákat nem lehet úgy megtalálni, hogy meghívunk egy üzembe néhány kutatót és rohammunkában körülvezetjük őket a gyárban, ehhez komoly szervező és műszaki-tudományos előkészítő munka kell, aminek alaposan neki kell fogni, hogy eredményt tudjunk elérni. De nem szabad sajnálni a fáradságot, hiszen népgazdaságunk fejlődésének, öt éves tervünk sikerének ú. n. döntő problémái között valóban egyike a legdöntőbbeknek az, hogy mennyire tudjuk a termelésben, a gyakorlatban alkalmazni a tudomány eredményeit. Eppen ez a kérdés lesz főtémája a MTESZ közgyűlésének néhány hét múlva. A tudomány eredményeinek, legelső sorban a szovjet tudomány eredményeinek a megismertetése és alkalmazása

terén a tudományos egyesületek szerepét aligha lehet túl becsülni és a MTESZ közgyűlésétől is éppen azt várjuk, hogy elsősorban ebből a szempontból vegye bírálat alá tudományos egyesületeink eddigi munkáját és tűzze ki jövő feladatainkat. Ugyanezt várjuk a Fizikai Társulat vonatkozásában ettől a mai közgyűléstől is, mely csak akkor lesz eredményes, ha az elvtársak nem fukarkodnak őszinte bírázataikkal és javaslataikkal, mert ezzel tudják legjobban segíteni a Társulatnak és a ma megválasztandó új vezetőségnek a munkáját. Ehhez a munkához Szövetségünk nevében még nagyobb eredményeket, sok sikert kívánok.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat újonnan megválasztott tisztkara.

Elnökség.

Elnök: Gyulai Zoltán.

Alelnökök: Budó Ágoston, Jánossy Lajos, Vermes Miklós.

Társelnökök: Gombás Pál, Novobátsky Károly, Selényi Pál, Szalay Sándor.

Főtítká: Szigeti György.

Főtítkárhelyettes: Marx György.

Titká: Nagy László.

Jegyző: Hoffmann Tibor.

Pénztáros: Groma Géza.

Ellenőr: Pócza Jenő.

A lap felelős szerkesztője: Szamosi Géza.

Választmány.

Aujeszky László, Bardocz Árpád, Balatoni Antalné, Benkő István, Boros János, Bozóky László, Brebovszky Emil, Cornides István, Csekő Árpád, Darvas Andor, Doktorits István, Faragó Péter, Fátly Ferenc, Fényes Imre, Gaál Honóra, Gáspár Rezső, Gergely György, Horvai Rezső, Horváth János, Jeges Károly, Kálmán Iván, Ketskémthy István, Kovács István, Kónya Albert, Kőműves Frigyes, König Aladár, Láng László, Medveczky László, Nagy Elemér, Neugebauer Tibor, Öveges József, Román Pál, Somogyi Antal, Simonyi Károly, Szalai László, Szelenyi Tibor, Tarján Ferenc, Tarján Imre, Tarján Rezső, Tarnóczy Tamás, Zimonyi Gyula.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1952. évi munkaterve

Idei munkatervünk alapjául továbbra is a Pártunk II. Kongresszusának határozatai értelmében megállapított 3 főszempont szolgál, vagyis 1. az ipar fejlődésének előmozdítása, a kutató munka elősegítése által. 2. A fizikusok szakmai színvonalának emelése a) kutató, b) oktató vonalon. 3. A fizika tudományának és aktuális kérdéseinek ismertetése.

Társulatunk összetételéből alapvetően következik, hogy munkánk súlypontját továbbra is az előadások, klubestek, konferenciák és kongresszusok megszervezése és megtartása fogja képezni. Emellett nem szabad és nem is fogjuk elhanyagolni tagtársaink társadalmi vonalon történő megszervezését, valamint az egyes témák kezelésére alakult munkabizottságok létesítését és ezek munkájának irányítását.

A) Az idei évadban rendezendő nagy előadások témáját már most előre kitűzzük. Alkalmasnak látjuk az időt arra, hogy több nagy előadás és ezekhez csatlakozva vitát, vagy anélkül során megvitassuk a dialektikus materializmus szerepét a fizika tudományában. Ezen előadás-sorozat első pontjaképpen gondoskodnunk kell arról, hogy ismertessük a Szovjetunióban e tárgykörben lezajlott vitát és annak eredményeit. Majd ehhez csatlakozóan 2 vagy 3 előadásban hazai fizikusainkat és filozófusainkat kívánjuk megszólaltatni.

A szakmai tárgyú előadásokat a következő témákból kívánjuk megrendezni: 1. kozmikus sugárzás témaköréből egy összefoglaló nagy előadást szeretnénk rendezni, amely a kozmikus sugárzás kutatásának egész tárgykörét felölelné és képet adna ezen tudományág állásáról más területen dolgozó fizikusok számára. Ehhez csat-

lakoznék egy, a legújabb szovjet eredményeket ismertető előadás és több klubest, amelyeken hazai kutatóink saját eredményeikről számolnának be.

2. Az atommag fizika témaköréből egy összefoglaló előadást és két szovjet előadást szeretnénk tartani, a klubesteken kívül.

3. Kíváncsún tartanánk az elektromágneses sugárzás témaköréből két nagy előadás megrendezését, az egyik az erők elméletét, a másik pedig a téma kísérleti vonatkozásait tárgyalná. Ebben a témakörben is ezen nagy előadásokhoz csatlakoznának a szovjet és hazai tárgyu klubestek. Ezen főtémákon kívül, amelyek a rendelkezésre álló idő nagyrésztét már igénybevennék, teret fogunk nyújtani az alkalmazott fizika körébe vágó néhány más előadásnak is.

B) A középiskolai tanárok továbbképzésére szánt előadásainkat az idei évben is meg kívánjuk rendezni. Ezek az előadások a Közoktatásiügyi Minisztérium Továbbképző Tanfolyamának tematikájához, — amely a fizika történetét, elektromágnességtant és fénytant öleli fel — csatlakoznának. A megfelelő időszakban (ugyanígy, mint az elmúlt évben is történt) a középiskolai tanárok részére rendezendő konferenciákon Társulatunk több előadóval kíván résztvenni.

A Társulat által rendezendő továbbképző előadások tárgyköre a következő:

1. A relativitás elmélet a dialektikus materializmus szempontjából.
2. Modern elektromos gépek.
3. A továbbképző tanfolyam anyagának körébe vágó előadási kísérletek.
4. Elektronmikroszkóp (ezen előadást célszerű volna a Magyar Tudományos Akadémia Elektromikroszkópiai Intézetében rendezendő bemutatással egybekapcsolni).
5. Az atomfizika modern kísérleti eszközei.
6. Radar.
7. Távolsálmérés.
8. Interferencia kísérletek lehetőleg nagyszámú bemutatással.
9. Kristályoptika (a középiskolai tanárok számára érthetően előadva, lehetőleg sok kísérlettel).

Az elmondottak szerint tehát a szünidő kivételével minden hónapra jutna egy-egy tanári továbbképző előadás. Tekintettel az esetleges kémiai tárgyu előadásokra és a tanárok egyéb elfoglaltságaira — az előadások száma ennél nagyobb nem is igen lehet.

Az előadásokon felül tervbe vettük a középiskolai és egyetemi oktatók között egy-két ankét megrendezését, ahol az egyetemi oktatók felsorolnák azokat a súlyponti kérdéseket, amelyeket szerintük a középiskolai oktatásnak a jelenlegi tanterv keretén belül az egyetemi oktatás szempontjából különösképpen figyelembe kell venni. Az ankétet esetleg összekapcsolhatnánk a minisztérium által júniusra tervezett konferenciával.

Az idei év folyamán tervbe vettük fizikusok részére a gyárlátogatások megrendezését. Ez azonban, mint beszámolómban már említettem, nem bizonyult célravezetőnek, ezzel szemben úgy látjuk, sokkal fontosabb és tanulságosabb volna ezen gyárlátogatásokat, esetleg kiegészítve egyes akadémiai intézetek meglátogatásával, középiskolai tanárok részére rendszeresíteni. Ezek megrendezését a középiskolai tanári továbbképző bizottságot kívánjuk megbízni.

C) Mint ismeretes, a magyar fizikusok második vándorgyűlést május 23-tól 27-ig Debrecenben fogjuk megtartani. A vándorgyűlésről e helyen részletesebben nem kívánok beszélni, csak annyit, hogy a vándorgyűlés témaköre az atomfizika; az előadások az atommag-fizika elméleti és kísérleti módszereire, molekula-fizikára és szilárd testek fizikájára fognak szorítkozni. A vándorgyűlésen 40 előadást fognak kartársaink fenti tárgykörből tartani. Az előadások tartama kb. 10–15 perc lesz és kb. 5 perc időt számítunk a minden egyes előadást követő vitára. A vándorgyűlés keretében alkalma lesz tagtársainknak megtekinteni a Debreceni Egyetem Fizikai Intézetében működésben lévő nagyfeszültségű generátort. A vánd-

dorgyülést több társadalmi rendezvénnyel kívánjuk összekapcsolni (hortobágyi kirándulás, hangverseny stb.).

D) A Magyar Tudományos Akadémia ötéves tervében 1953-ra van beütemezve az első magyar fizikus kongresszus megrendezése. Ennek előkészítő munkáiba Társulatunk már május hónapban be kíván kapcsolódni egy erre a célra felállított munkabizottság útján.

E) A már említett középiskolai tanárképző és a kongresszust előkészítő munkabizottságokon kívül (az idei évben is foglalkoztatni kívánjuk a műszaki és tudományos bizottságot az A) alatt említett tudományos program megvalósítása és ellenőrzése céljából, a szovjet bizottságot, a szovjet tudományos eredmények figyelemmel kísérése és ismertetésének megszervezése céljából, a Fizikai Szemle szerkesztőbizottságát, a gyár és intézmények látogatásának megszervezésére létesítendő bizottságot, a Magyar Tudományos Akadémia és a Híradástechnika Egyesülettel karöltve működő mértékrendszerügyi bizottságunkat.

F) Az eddigi módon kívánjuk megrendezni az idén is az Eötvös Loránd Tanulmányi Versenyt, ki kívánjuk osztani a Bródy Imre- és Schmid Rezső-díjakat. Ezenkívül tervbe vettük több pályázat kiírását, amelyek célja volna a technika területén mutatkozó fizikai problémák fejtárása. Már azt is komoly eredménynek tekintenénk, ha a problémákat sikerülne feltárni és tudatosítani, anélkül, hogy egyelőre a pályázat megoldására vonatkozólag is eredményes volna. Erre a célra ugyancsak külön bizottságot kívánunk létesíteni.

G) Vidéki csoportjaink működésébe az eddigi munkán kívül, amely eddig is nagyjából eredményes volt, a jövőben sokkal nagyobb szerepet kell juttatni a középiskolai tanárok munkájának. Ennek a kérdésnek a megvitatására a közeljövőben megbeszélést kívánunk tartani. Az idei évben előreláthatólag újabb vidéki csoport alakulására nem fog sor kerülni, kivéve a már alakulófélben lévő Miskolci helyi csoportunkat. A győri és soproni fizikus kartársak szervezkedése egyelőre a Bolyai Matematikai Társulattal karöltve történik.

A Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetségének támogatását az idei év folyamán már lényegesen nagyobb mértékben vettük igénybe, mint tavaly és ezt a lehetőséget az idei évben még nagyobb mértékben kívánjuk kihasználni. Az MTESZ igen hatásosan támogatott minket Pártunk iránymutató szempontjainak közvetítése és érvényesítése útján, útmutatásaival, tanácsaival, a szervezés terén nyújtott segítségével, valamint a vidéki csoportok felé gyakorolt irányító és ellenőrző munkájával. Igen nagy segítséget várunk a MTESZ-től a társegysületekkel való kapcsolatok felvétele és megszilárdítása terén is, ahol eddigi munkánk bizony nagyon sok kívánnivalót hagyott hátra.

Társulatunk tudományos munkájának irányítása a Magyar Tudományos Akadémia részéről az Akadémiai Fizikus Bizottságon keresztül történik. Ezen a vonalon kapcsolataink örömdetesen jók és remélhetőleg a jövőben is kedvezőek maradnak.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat közgyűlési előadásainak kivonata

Az anyagvizsgálat néhány fizikai módszere

A) Spektroszkópia

1. Kovács István (Központi Fizikai Kutatóintézet):

Bevezető előadás a spektroszkópiai témájú előadásokhoz.

Kormányunknak és a Magyar Dolgozók Pártjának az a célkitűzése, hogy a népi demokráciánkban működő kutatóintézetek úgy irányítsák kutatási terveiket, hogy tudományos eredményeik a gyakorlat részére is hasznosíthatók legyenek. Ezt a szempontot a Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézete messzemenően érvényesíteni igyekszik és elméleti részlegei mellett kimondottan gyakorlati problémák megoldásával foglalkozó részlegei is vannak. Ilyen részleg az Intézet spektroszkópiai osztályának ipari, vagy emissziós spektroszkópiai csoportja. A továbbiakban az ipari, ill. emissziós csoport három tagja fog beszámolni a csoport által végzett munka egy részéről.

Ismeretes, hogy a spektroszkópiai gerjesztőberendezések az elmúlt 20 év fejlődésének eredményeképpen olyan állapotba jutottak, hogy azoknak a régi irányban kifejlesztett tökéletesítése egy bizonyos határhoz érkezett és azok további fejlesztésének a korábbiaktól eltérő területeken kell megtörténnie. Ez a terület az elektronika területe és ez az oka annak, hogy a Központi Fizikai Kutató Intézetben folyó kutatások legnagyobb részét az elektronikus gerjesztőberendezések kifejlesztésének területén mozognak. Az egyik előadás ilyen tárgyú lesz.

A gyakorlat azt mutatta, hogy sok esetben egészen egyszerű gerjesztőberendezésekkel is jó spektroszkópiai eredményeket lehet elérni. Ezt kutatásainknál nem hagytuk figyelmen kívül és — amint azt egy itt elhangzó további előadásból látni fogják — foglalkoztunk egészen egyszerű kivitelű gerjesztőberendezések kidolgozásával is. Ilyen egyszerű gerjesztőberendezések kidolgozása nem jelent kisebb munkát, mint egészen bonyolult szerkezetű berendezéseké.

Ismeretes, hogy mind a tudományos, mind a gyakorlati spektroszkópia egyik fontos alapanyaga a színeképtiszta szén. Színeképtiszta szén előállítására kémiai és fizikai módszerekkel történik. Ilyen szén eddig dollárértéért nyugatról kellett behozni. Zavarólag hatott mind a mi,

mind más intézetek munkájára az a körülmény, hogy ezeket a szénkelet csak zökkenővel lehetett beszerezni. Ezért a Központi Fizikai Kutató Intézet kidolgozta a spektroszkópiai tisztaságú szén kelet készítését. Ezt a kérdést fogja a harmadik előadás tárgyalni.

2. Bardócz Árpád (Központi Fizikai Kutató Intézet): *Elektronikus vezérlésű szaggatott-ívgerjesztő.*

A spektroszkópiai gerjesztőberendezések egy része külön vezérlés nélküli, egy része pedig vagy mechanikus, vagy külön vezérlő szikraközzel vezérelhető. Habár az említett vezérlési módok az elmúlt 20 év folyamán jelentős fejlődésen mentek át, úgy néz ki, hogy tovább már nem fejleszthetők. Az utóbbi évek folyamán számos olyan megoldás született, amely már részben alkalmaz elektronikus elemeket, de az elektronikus vezérlés teljes egészében egyetlen berendezésben van megvalósítva. Itt a vezérlés thyatron-csővek felhasználásával történik.

Az előadó által végzett kísérletek igazolták, hogy a spektroszkópiai gerjesztőberendezések eddig alig alkalmazott thyatron-csőves vezérlés szaggatott ívek vezérlésénél teljesen kielégítő eredményeket szolgáltat. A thyatron-csővek jó és könnyű vezérelhetősége, továbbá a vezérlésnél multivibrátorok alkalmazása folytán igen rugalmas és spektroszkópiai vizsgálati viszonyokhoz jól alkalmazható gerjesztőberendezések építése válik lehetővé. A multivibrátorral való vezérlés lehetővé teszi egyirányú és váltakozó irányú szaggatott ívek keltését, ezenfelül az ívek időegységre eső száma is tág határok között változtatható. Egészen alacsony gyújtási gyakoriság mellett többszáz amper áramerősségű ívek állíthatók elő igen egyszerű eszközökkel. Az így létesíthető gerjesztési viszonyok sok, eddig le nem bonyolított spektroszkópiai vizsgálat elvégzését teszik lehetővé.

3. Sibalszky Zoltán (Központi Fizikai Kutató Intézet): *Mechanikus vezérlésű spektroszkópiai szaggatott ív és alacsonyfeszültségű kondenzált szikrakeltő berendezés*

A spektroszkópiai gerjesztőberendezések általában a gyújtó szikrát nagyfeszültségű transzformátorral állítják elő. A nagyfeszültségű oldalon mechanikusan történő vezérlés igen drága és bonyolult alkatrészeket, így nagyfeszültségű szigetelt forgó szaggatót kíván meg.

Nagy a jelentősége egy olyan gerjesztőnek, amely a nagyfeszültségű alkatrészeket ki tudja küszöbölni. A spektroszkopiai intézetben sikeres kísérleteket végeztünk egy olyan gerjesztőberendezéssel, melynél a gyújtó-szikrát a hálózati feszültségből csupán egy Tesla-transzformátor segítségével állítjuk elő. A vezérlés a kisfeszültségű oldalon mechanikus szaggatással történik.

A kísérletek szerint a berendezés teljesen kielégítő biztonsággal működik, egyen- és váltakozó áramú szaggatott iv és kisfeszültségű kondenzált szikra keltésére alkalmas, jól vezérelhető. A bekapcsolt szaggató karok számának változtatásával az időegységre eső ívek száma változtatható és az iv égésének időtartamát is szabályozni tudja. A viszonyok jól megismételhetők (reprodukálhatóak) kvantitív elemzésre alkalmas a berendezés. Alkalmas továbbá egyenáramú ívek begyűjtésére is.

4. Vorsatz Brunó (Központi Fizikai Kutató Intézet): *Spektroszkópiai széntisztítás.*

A modern könnyű- és nehéziparban egyre jobban terjed a színképelemzés, mint sorozatelemző módszer a gyártás-ellenőrzés terén, ezenkívül mint minőségi nyomelemző eljárás az ásványkutatás és általában az elemző kémia terén.

A gyártásellenőrzés terén pld. nagy előnye a színképelemzésnek, hogy a leggyártott darabok kész állapotban vizsgálhatók, ezenkívül anyagfogyasztása igen csekély. Már ezen a területen is, de különösen ásványok és kőzetek vizsgálatánál, — villamos gerjesztés használatát feltételezve — felmerül az elektródák kérdése. A kész gyártmányoknál az ellenelektroda, az ásványvizsgálatoknál pedig az anyagot tartó elektróda anyaga okozott problémát. Az elvett használt tiszta Al vagy Cu elektródák helyett célszerűbbnek mutatkozik a spektrálisan tiszta szén, melynek a színkép utatibolya részén gyakorlatilag nincs vonala.

Ilyen nagytisztaságú szén készítése volt a feladat Intézetünknek.

A kereskedelemben kapható ilyen spektráltiszta szén-elektrodák igen drágák és csak a legjobb minőségűek felelnek meg a kívánalmaknak.

Az eddig használt spektráltiszta szeneket vagy kémiai, vagy elektrotermikus úton tisztítják, illetve a két módszer kombinációjával.

Számunkra a legcélszerűbbnek a tiszta elektrotermikus út látszott, amikor a szén két grafitpofa közé fogjuk be és 10–15 A/mm² fajlagos áramerősséggel különböző időtartamokig izzítjuk.

Kísérleteket végeztünk Siemens-Plania és Condraphy-gyártmányú, külföldi szénkel és a Műszénértékesítő Vállalat által készített belföldi nyersanyagú ívlámpaszenken.

A kísérleti körülmények megfelelő beállításával, valamint megfelelő szénizzító berendezés megtervezésével és elkészítésével elértük, hogy magyar nyersanyagból a külföldi legjobb minőségű szenekkel teljesen egyenrangú spektráltiszta szén sikerült előállítanunk, aránylag igen csekély költséggel.

Ismertetem az általunk használt széntisztító berendezést, annak működését, valamint összefoglalom a kísérleti adatainkat és összehasonlító felvételeket mutatok be külföldi és az általunk gyártott spektráltiszta szénéről.

B) Röntgenspektroszkópia

5. Sasvári Kálmán: (Távközlési Kutató Intézet): *Röntgensugár az anyagvizsgálat szolgálatában.*

A kristályokban az atomok szabályos elrendeződése következtében térbeli rács áll elő. Ebben előforduló periódusok nagysága a röntgensugárzás hullámhosszúságának nagyságrendjébe esik. Így röntgensugárral a kristályrácsra diffrakció jelenséget állíthatunk elő. A röntgendiffrakciók térbeli eloszlása és azok erőssége a kristályrács legkisebb térbeli periódusával, az elemi test nagyságával és benne az atomok elhelyeződésével egyértelműen meg van adva. Ennek következtében minden kémiai elem és vegyület kristályrácsa más-más röntgen-diagrammot ad. Ezeket fel lehet használni arra, hogy

egyrészt a kristályos anyagot felismerjük, másrészt abban fellépő változásokat akár az elegykristályok különböző összetételénél, akár a rugalmas feszültségek esetén felismerjük és mérjük. Ezen változásokból kvantitatív következtetéseket lehet levonni.

Az előadó laboratóriumában ezt a módszert legutóbb igen eredményesen alkalmazták üvegsövek és ballonok előállításánál időnkint kellemetlenül jelentkező üvegekővek milyenségének és ezen keresztül eredetének meghatározására. Rezisztens üvegben talált finom eloszlású üvegekőről röntgenfelvételek alapján kiderült, hogy finom alfa-korund szemcsékből áll. Sikertől kimutatni ugyancsak röntgenfelvétel alapján, hogy ez az üvegekő különbözik attól, mely a korund-tartalmú üvegekád oldódásánál a kád faláról leszakadó alfa-korund részekből ered. Az előadó kimutatta azt is, hogy a kérdéses korund üvegekő eredete az üvegeverékbe tett Al (OH₃)-ra vezethető vissza és könnyebben keletkezik az alfa-korund üvegekő a hydrargillitből, mint a bayeritből. Az alfa-korund üvegekőek ezekről különböző eredetűek vizsgálatára is folyamatban van.

Sok esetben az üvegekőket cristobalit kristályok megjelenése okozza. Ezen vizsgálatokkal kapcsolatban igen érdekes összefüggést lehetett megállapítani az olvasztókemence méretezése és a cristobalit-kővek megjelenése között.

A röntgendiffrakciós felvételeknek igen fontos szerep jut a laboratóriumban az alumíniumhidroxidok átalakulásának vizsgálatánál. Azonkívül megindultak a vizsgálatok olyan irányban is, hogy mikrokristályos fémek felületében uralkodó rugalmas feszültségek mérésével összefüggést keresnek a fémek mechanikai tulajdonságai és a felületi rétegben uralkodó rugalmas feszültségek között.

C) Ultrahangok

6. Tarnóczy Tamás (Központi Fizikai Kutató Intézet): *Bevezető előadás az ultrahang témájú előadásokhoz.*

A rezgési energia hatásai és terjedési tulajdonságai következtében az anyagokban változásokat képes előidézni, illetve az anyagokon áthatolva, az anyag belső tulajdonságairól és szerkezetéről felvilágosítást tud nyújtani. Két lényeges tulajdonság dönti el a rezgési energia felhasználási lehetőségeit. Az egyik a frekvencia, a másik az intenzitás. A ma előállítható rezgési frekvencia spektrumot megvizsgálva megállapíthatjuk azokat a területeket, amelyeken az energia felhasználása elérhető. Kiderül, hogy a legalsó tartományok elsősorban élettani hatásokat idéznek elő a középső tartományokban remélhetők a vegyi változások, az ez után következőkben a távjelzési célokra való felhasználások és végül a legmagasabbakban az anyagvizsgálati alkalmazások.

Az intenzitás szerint rendezve a rezgéseket, azt látjuk, hogy a legkisebb észrevehető és a legnagyobb elérhető intenzitások nagyságrendi átfogása még nagyobb, mint az ismert frekvencia-átfogás tartománya. Ebből az intenzitás skálából a legnagyobb részt a hallásfelület foglalja le, de csak a frekvenciatartomány kis részén. A nagyobb intenzitású rezgések már biológiai és kémiai változásokat idéznek elő és ezért főként ezekre a célokra alkalmazhatók.

A nagy intenzitások előállításának lehetősége természetesen a nagyobb frekvenciájú tartományokban jobban megvan, mert ugyanazon rezgésamplitúdó mellett a nagy rezgésszám következtében nagyobb lesz a rezgési energia. A rezgésamplitúdók pedig az anyag kohéziós saját-ságaival korlátozva vannak. Ebből következik, hogy a hangfrekvenciás tartományban nem is tudunk igen nagy rezgésamplitúdóval dolgozni.

Az ultrahangoknak az anyagra gyakorolt hatása nemcsak a mechanikus rezgésből származik, hanem a kavitációból is. Tulajdonképpen ez a két fő sajátosság határozza meg az ultrahangok összes fizikai és kémiai hatásait. Ilyenek a melegeedés, oxidáció, diszpergálás, koagulálás, stb. Ezek a hatások azután felhasználhatók sajátlagos fizikai, kémiai és biológiai változások előidézésére.

7. **Tari László** (Központi Fizikai Kutató Intézet): *Anyagvizsgálat ultrahang impulzusmódszerrel.*

Nagyobb anyagvastagságok esetén, pld. több méter hosszú tengelyek vizsgálatánál az anyagvizsgálati módszerek közül csak az ún. impulzusmódszer ad kielégítő eredményt. A folyamatos átvilágítás elektronikus letapogatással az állóhullámok megjelenése és az ultrahang sugárnyaláb szóródása következtében nem alkalmazható megbízhatóan. Nagyméretű tárgyak ultrahangoptikai átvilágítása pedig helyhez kötött és nagyméretű merítőedények építését teszi szükségessé. A legkényelmesebb és hordozható anyagvizsgáló készülékek, különösen hosszú, nagyméretű tárgyak vizsgálatánál az ultrahangimpulzusok módszerével működnek. Elvileg egy kisugárzott és visszavert jelcsoport közötti időkülönbséget mérjük. Egy elektronikusan szabályozott impulzus érzéketlenné tesz egy szélesvállú vevőkészüléket, majd megindít néhány uszc időtartamra egy nagyfrekvenciás oszcillátort. A nagyfrekvenciás rezgések energiaátalakító sugárzófejebe jutnak. Az energiaátalakító általában piezoelektromos kvarckristály, vagy piezoelektromos jelenséget mutató kerámia, pl. BaTiO₃. Az adó leállása után néhány uscra érzékennyé válik a vevőkészülék.

Határfelületekről visszaverődő jeleket az energiaátalakító kristály felveszi, majd egy erősítőben kellő nívóra erősítjük. Az erősítő célszerű sávzélessége az impulzus időtartam reciproká. Az adó indításával egyidejűleg egy katódsugárcső vízszintes kitérítése is megindul. Ugyanekkor egy időmérő jelgenerátor is indul és egymástól ismert időtartamra időjeleket ad a katódsugárcsőre.

A vett jelek a katódsugárcső függőleges eltérítését befolyásolják. A kisugárzott és visszaérkezett jel közötti időkülönbséget leolvassva, az illető vizsgált anyagféleségre jellemző terjedési sebesség ismeretében meghatározható a visszaverődéseket okozó határfelület és a besugárzási felület közötti anyagvastagság. Ismert anyagféleségekre az időjel egyidejűleg távolságkalibrációt is jelenthet. A kisugárzás és az előbb leírt folyamat periódikusan ismétlődik. Mérésáthár váltás alkalmával ez a periodicitás változatlan marad, csupán a katódsugárcső vízszintes kitérésének a sebességét és az időjel generátor frekvenciáját kapcsoljuk át.

8. **Tarnóczy Tamás** (Központi Fizikai Kutató Intézet): *Ultrahangindukció és intenzitásmérés.*

Az ultrahangos vizsgálatok egyik legfontosabb központi problémája a megbízható, gyors és pontos intenzitásmérés. A külföldi irodalomból és saját tapasztalatainkból ismerjük, hogy ennek a kérdésnek milyen elsőrangú fontossága van az ultrahangkutatás sok területén. Így első sorban az anyagvizsgálatban a vegyi reakciók befolyásolása alkalmával, a gyógyászati besugárzásoknál, stb. Intenzitásmérésre és az ultrahangok intenzitásának jelzésére többféle módszer ismeretes és ezek közül a különféle célok szerint különféle módszerek a legalkalmasabbak.

Mechanikus módszerek: 1. A hanghullámok láthatóvá tétele a térrel együttrezgő anyagokkal. 2. Az olajsugár magassága. 3. Rayleigh-korong. 4. Torziós inga. 5. Különféle mérlegek. (Ezek közül megemlítve a kutatócsoportban kidolgozott nyomásmérő mérleg.) 6. Stetoszkóp.

Termikus módszerek: 1. Termomikrofon. 2. Kalorimetrikus eljárások. (A kutatócsoport által kidolgozott kalorimetrikus módszerek említésével.) 3. Hangérzékeny láng.

Elektromos módszerek: 1. Piezoelektromos letapogatás. 2. Interferometriás módszer. 3. Kondenzátormikrofonos módszerek. (A csoport által kidolgozott kétféle eljárás ismertetésével.)

Optikai módszerek: 1. Arnyék módszer. 2. A fényelhajlás módszere.

Kémiai intenzitásjelző módszerek: 1. Színváltozás. 2. Vegyi reakciókkal való indikálás.

Az egyes intenzitásmérő és intenzitásjelző módszerek előnyei és hátrányai. A gyakorlati célokhoz alkalmas legjobb módszerek összefoglalása, a módszerek pontossága és megbízhatósága.

9. **Szilárd János** (Központi Fizikai Kutató Intézet): *Kalorimetriás ultrahangmérés.*

Az ultrahangteljesítmény mérésének komplex probléma köréből ez az előadás a kalorimetriás mérési módszerrel foglalkozik. Ez a mérési módszer bizonyos esetekben egyéb módoknál célszerűbben alkalmazhatónak látszik. Ilyen speciális eset lenne például a különböző sugárfejek, orvosi kezelőfejek sugárzásának mérése.

Saját első próbálkozásaink összehasonlításán alapultak. Felvettük az ultrahangsugárzás hatására felmelegedő víz melegezési görbét, majd egyébként azonos körülmények között elektromos fűtést állítottunk be úgy, hogy azonos melegezési görbét kapjunk. Az így nyert adatok csak tájékoztató jellegűek voltak.

Azután cellofán fenékű Dewar-palackban nyeltük el az ultrahangsugarakat, és mértük ismert tömegű víznek az időegység alatti felmelegedését. Ennek a mérési módnak az alkalmazása több hátrányt rejt magában, amely nagyon lerontja az eredetileg kitűzött speciális célra való használhatóságot.

Végül vizsátérünk az összehasonlítás elvére, de tökéletesebb formában. A víz áramlik, így folyamatosan lehet mérni, és követni az intenzitás ingadozásait, vagyis nemcsak a középérték mérhető. Az ultrahang és elektromosan fűtött összehasonlító kaloriméter sorba van kapcsolva az elektromos fűtés úgy szabályozható, hogy a felmelegedés minikét helyen egymással egyenlő legyen. A víz hőmérsékletváltozását egy-egy Wheatstone-hídba kapcsolt tekercspár ellenállásának változása jelzi, a két híd balansz-sarkai elektronikus erősítés után differenciál-csőoltmérőre vannak kapcsolva. Ha a csőoltmérő nem mutat kitérést, az ultrahang teljesítménye és az elektromos fűtés teljesítménye egyenlő egymással.

10. **Greguss Pál** (Központi Fizikai Kutató Intézet): *Ultrahangindukció vegyületek színváltozása alapján.*

Az ultrahangkutatás egyik fontos témaköre fényérzékeny anyagok mintájára olyan ultrahangérzékeny, ún. szonoszenzitív anyagok kísérletezése, melyek segítségével esetleg nemcsak indikálni, hanem relatív, sőt néha abszolút intenzitásmérést is aránylag egyszerű technikai berendezéssel el lehet végezni.

Kézenfekvőnek látszik olyan anyagok vizsgálata, amelyek az ultrahangok jellemző hatásaira

a) váltakozó lokális hőemelkedésre,
b) redoxhatásra,
c) molekulaátrendező hatásra
színintenzitásbeli változással, vagy egyenesen színváltozással reagálnak.

Mivel ezek a hatások legjobban folyadékfázisban érvényesülnek, az előkísérleteket rendszerint vizes oldatban célszerű elvégezni. Csak, ha jól kiértékelhető hatás mutatkozik, érdemes a szonoszenzitív anyagot fotoemulzióhoz hasonló anyagba ágyazni és a vizsgálatokat tovább így folytatni.

A változások kiértékelése részben Puklrich-féle vertikális fotométerrel részben vegyi úton, részben pedig elektromos úton történik.

Ára: 6.— Ft

Előfizetés $\frac{1}{2}$ évre: 10.— Ft

Előfizetőink figyelmébe!

Lapunk terjesztését júniustól a

Posta Központi Hírlap Iroda

vette át. Kérjük tehát olvasóinkat, hogy

előfizetési és terjesztési ügyekben

fenti időponttól kezdődően

BUDAPESTEN: a Posta Központi Hírlap Irodához, V, József nádor-tér 1. (üzlet-helyiség), telefon: 183-022, 180-850.

VIDÉKEN: a helyi postahivatalhoz, illetve a postás kézbesítőkhöz forduljanak.

Fizikai Szemle
kiadóhivatala

Nyomott példány 1600

A kiadásért felelős: a Közoktatásügyi Kiadóvállalat igazgatója.

52/6852 — Egyetemi Nyomda — Felelős vezető: Janka Gyula

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

TARTALOMJEGYZÉK:

Faragó Péter : Leonardo da Vinci halhatatlan gondolatai

Novobátzky Károly : A relativitáselmélet szerepe a fizikában

Bodó Zalán : Tranzisztor: A félvezető erősítő

Szigeti György : A kutatás szerepe egy iparág fejlődésében

Tarján Imre : A KÖZÉPISKOLAI TANÁR
LABORATÓRIUMÁBÓL
Előadási kísérletek rezgőmozgással és hullám-
mozgással kapcsolatban

EGYESÜLETI ÉLET

FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

KÖNYVSZEMLE

Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

**Ádám András, Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára: Ádám András

**Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423**

**Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21. III. em.
Távbeszélő: 424-535, 424-889, 420-230**

Felelős kiadó: Mestyán János

**Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József Nádor-tér 1. Telefon: 180-850**

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József Nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022

Előfizetés egy évre 20.—, félévre 10.— Ft; egyes szám ára 6.— Ft

Megjelenik évente négyszer

СОДЕРЖАНИЕ

П. ФАРАГО: Вечные мысли Леонардо да Винчи

К. НОБОБАЦКИ: Роль теории относительности в физической науке

З. БОДО: Транзистор: Полупроводник как усилитель

ДЬ. СИГЕТИ: Роль исследования в развитии одной отрасли промышленности

ИЗ ЛАБОРАТОРИИ УЧИТЕЛЯ СРЕДНЕЙ ШКОЛЫ

И. ТАРЯН: Демонстрационные опыты по колебательному и волновому движению

ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

БИБЛИОГРАФИЯ

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

II. évfolyam

3. szám

1952. augusztus

Leonardo da Vinci halhatatlan gondolatai

»Ez volt a legnagyobb haladó irányú forradalom, amelyet az emberiség addig átélt. Olyan kor volt ez, amelynek óriásokra volt szüksége és óriásokat is nemzett, a gondolkodás, szenvedély és jellem, a sokoldalúság és tudás óriásait.
Engels: A természet dialektikája.

»Csak vakoknak van szükségük vezetőre nyílt vidéken. Jöjjetek okokkal és ne idézetekkel, hiszen érzékeink világáról van szó, nem papiros-világról. A természettudományokban ezer Demosthenes és ezer Aristoteles sem teheti a hamis ténnyt igazzá.
Galilei: Dialogo.

E megemlékezés első mottója a reneszanszról szól és ha e kor gyermekei közül valakit, akkor Leonardo da Vincit méltán nevezhetjük a gondolkodás és tudás óriásának. Köztudomású, hogy szinte egyformán zseniális volt mint képzőművész, mérnök, fizikus, anatómus és zenész. Éppen ez a sokoldalúság teszi igen nehézé életművének összefoglaló ismertetését. A következőkben mindössze a technika és a fizika területén kifejtett munkásságával kapcsolatban kívánom néhány olyan gondolatát felidézni, amely a mai természetkutató számára is eleven és tanulságos.

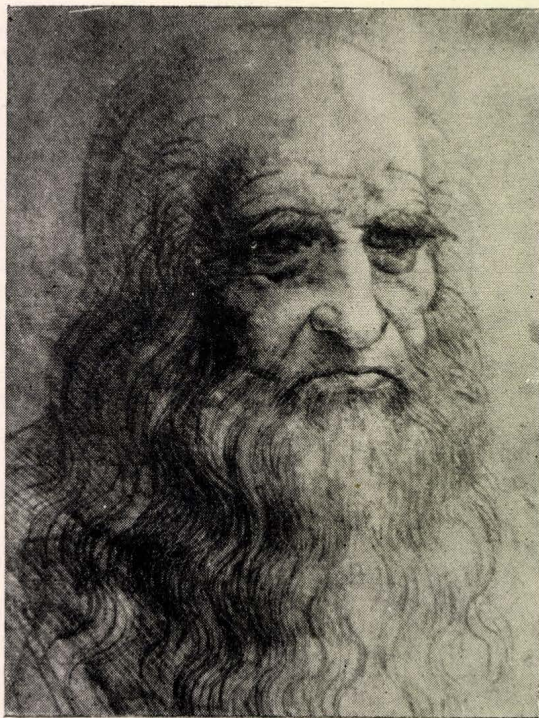
Leonardo nevének halatára mindenki elsősorban képzőművészeti alkotásaira gondol, a »Mona Lisa«-ra, az »Utolsó vacsora«-ra, megdöbbentő torzképeire, vázlataira. Ez a művész-Leonardo bizonyára sokak előtt egészen külön él a tudós és technikus Leonardotól, akire csak másodsorban gondolnak. Pedig ez a két Leonardo nagyon is egy.

Annak idején általában a képzőművészek igen szoros kapcsolatban álltak a technikával, t. i. a kézműiparban végzett munkájuk révén, különösen egyes helyeken, így Firenzében. Verocchio iskolája például, melyben Leonardo gyermekből ifjúvá serdült, jelentős részben ötvös-

műhely volt. Relief-hatású képeiről, meg a Colleoni lovasszoborról ismert Verocchio maga is készített kelyheket, apró emlékeket, azokkal elárasztotta szinte egész Itáliát és művésznövendékeit iparára

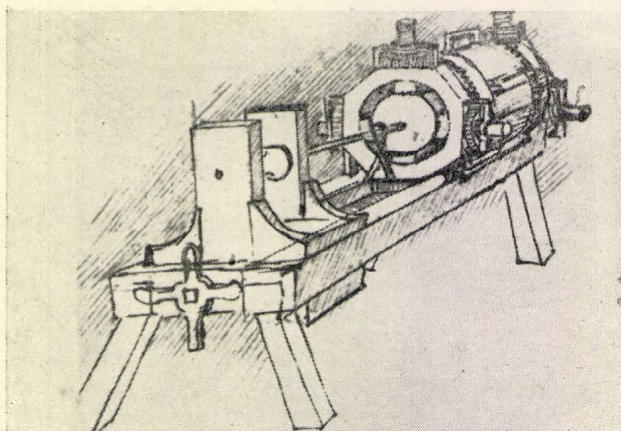
is kitanította. Valójában a képességek és a munka minősége, nem pedig a munka tárgya különböztette meg a művészt az iparostól. A kézműipar terén szerzett gyakorlat felkeltette Leonardo műszaki érdeklődését és megadta ilyen irányú előképzését is. Művészi és műszaki képességét párhuzamosan fejlesztette egyre tovább és hamarosan nagy feladatok megoldásán mutatta meg.

Hosszú élete műveinek jelentős részét teszik ki műszaki alkotásai. Találmányai, géptervei a technika legkülönbözőbb területeire esnek. Nagyon sok terve — mint egyéb területen, itt is — megvalósíthatatlan maradt, de nagyon sok kivitelezésre került, tehát nem csupán egy csapongó fantáziájú művész álma maradt. Talál-



Leonardo da Vinci öregkori önarcképe

mányait persze nagyon nehéz helyesen értékelni, mert alig tisztázható kérdés, hogy mennyire ismerte az ókori és arab matematika, fizika és technika eredményeit, mi az, amit újra felfedezett, amit reprodukált és melyek eredeti találmányai. Mindenesetre se szeri, se száma azoknak az



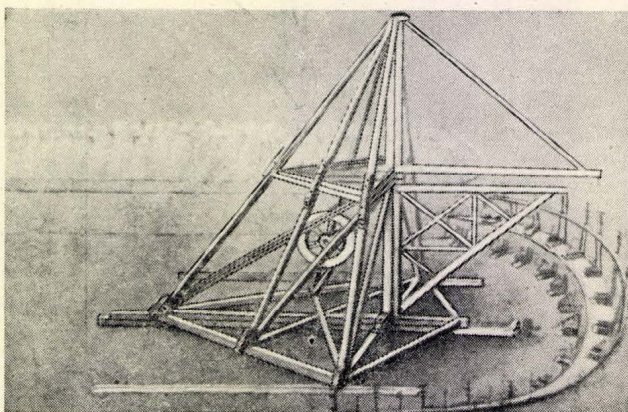
1. ábra. Önközpontosító esztergaped

eszközöknek, szerkezeteknek, melyekről az első leírás, vagy vázlat Leonardo feljegyzéseiben található, de ezeknek még felsorolására sem vállalkozom.

A gyakorlati mechanika terén találunk a szélkakastól kezdve kisebb és nagyobb, egyszerűbb és bonyolultabb emelőgépeken, nagyméretű talajfűrőgépeken át különböző szerszámgepeket; primitív textilipari gépeket, gyapjúnyíró géptől, fonógépen át gombolyító automatáig. Külön tárgyalást érdemelnének sztatikai vizsgálatai gerendák és tartók terhelésére vonatkozólag, híd- és épület-szerkezeti megoldásai.

Életének különböző szakaszában sokat foglalkozott haditechnikai kérdésekkel: vázlatai között az akkor korszerű ostromgépek mellett megtalálhatjuk a mai aknavetőnek és tanknak az őseit is. Tervezett bűvaruhát és tengeralattjárót. Amikor ilyen irányú tevékenységről beszélünk, azt is el kell mondanunk, hogy mindezek ellenére mennyire gyűlölte a háborút, az öldöklést. Éppen az utóbb említett találmányaival kapcsolatban jegyezte fel egy helyen: »Ezeket nem hozom nyilvánosságra; hajók pusztítására, tenger alatti gyilkolásra használnák«.

Talán a legnagyobb szabású műszaki munkái a vízépítés terére esnek és folyók szabályozásával,

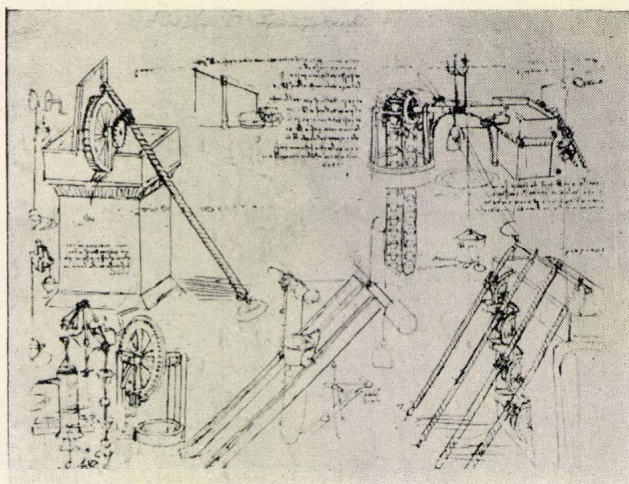


2. ábra. Földkiemelőgép csatornaépítéshez

mocsarak lecsapolásával kapcsolatos tervei és részben elvégzett munkálatai voltak.

Köztudomású, hogy behatóan foglalkozott a repülés kérdésével. Olyan emberi erővel hajtott gépezetet szerkesztett, mellyel a madarak repülését lehet utánozni. Feltétlenül hitt e kérdés megoldásának lehetőségében, de hogy kísérletre került-e sor, azt nem lehet biztonsággal eldönteni.

Leonardo da Vinci hallatlan képzelőerejét, ötletességét és gyakorlati kivitelező képességét csak a természet titkai iránti határtalan kíváncsisága múlta felül. Ezért nem elégedett meg feladatainak alkalmoszerű megoldásával, hanem igyekezett tisztázni azok fizikai alapjait is. Sőt nemcsak a műszaki problémák megoldása, hanem a művészi ábrázolás alapjául is a természet megismerését tekintette: »A tudomány a vezér,



3. ábra. Vízemelő berendezések

a gyakorlat pedig a katonái». Nézzük meg, milyen úton járt a fizikai világ megismerése végett.

Úgy tudjuk, hogy a fizika és egyáltalán az exakt természettudományok által követendő módszernek Galilei rakta le az alapjait. Azonban Leonardo műveit tanulmányozva, meglepődve jön rá az ember, hogy ugyanazokat az elveket már ő is ismerte, hirdette és alkalmazta. Hogy ez nem köztudomású, annak többféle okát lehet adni. Egyrészt Galilei tanításai születésüktől kezdve folytonosan terjedtek, viszont Leonardo művei a kéziratok hányatott sorsa, elhanyagoltsága miatt tulajdonképpen csak a XVIII. sz. végén kezdtek ismertekké lenni. Ezen felül Galilei a fizikai világ megismerését tartotta egyedüli céljának és művei az e téren elért eredményeit rendszeresen tárgyalja. Leonardo ezzel szemben a fizikai kutatásra és a művészi ábrázolásra vonatkozó elveit egymásba szöve adja elő, konkrét kutatásai eredményének is csak egy részét tárgyalta és közölte rendszeres formában, jelentős részüket csak igen nehezen lehetett a kézírataiban elszórt megjegyzésekből kihámozni.

Ma már világos, hogy Leonardo szerint is a természettudományos kutatás alapfeltételét azzal kell megteremteni, hogy a kutatónak meg kell szabadulnia mindennemű előítéllettől.

Ezt a kívánságot ma hangsúlyozni szinte közhelynek hat, de egyáltalán nem felesleges. Jól tudjuk, hogy a jelen század fordulóján is megszokott, természetessé vált fogalmak kritikájával kezdődött a modern fizika forradalmi kialakulása, melyet az váltott ki, hogy a természet tapasztalati úton megismert számos törvénye nem volt a klasszikus fogalmak segítségével értelmezhető. A fizika jövő fejlődésének is az az egyik előfeltétele, hogy ugyanilyen alapon bírálat tárgyává merjük tenni a legmegszokottabb és akár legszemléletesebb fogalmainkat is és ami hibás, azt helyesbítjük, vagy akár egészében kicseréljük. Ma sem egyszerű feladat ez, de szükséges volta és az eljárás módszere, hogy t. i. a kritika alapja a kísérletek révén nyert tapasztalat, nyilvánvaló.

Négy-öt száz évvel ezelőtt azonban egészen más, sokkal súlyosabb volt a helyzet. A peripatetikus filozófiában gyökerező skolasztika uralkodott, mely — bármily különösen is hangzik — a természeti jelenségek ismerete nélkül foglalkozott a természettel: mintegy előírták, hogy a természetnek milyennek kell lennie, de hogy valójában milyen, arról nagyon keveset tudtak, hiszen alig akadt, aki csak a legegyszerűbb természeti jelenségeket is megfigyelte volna és a megfigyelések eredményéből vont volna le következtetéseket a jelenségek közti összefüggésekre nézve.

A XV—XVI. században tehát nem előbbre vinni kellett a természettudományokat, hanem az alapjait kellett megteremteni, t. i. rá kellett jönnie valakinek arra, hogy *mi* a természettudomány, hogy a természet megismerése végett közvetlenül a természethez kell fordulni, nem pedig pusztán szellemi tornát kell végezni, mások elképzeléseit elemezni, azok tanait jól vagy rosszul idézve továbbadni, érvelések súlyát tekintélyekre való hivatkozásokkal megalapozni.

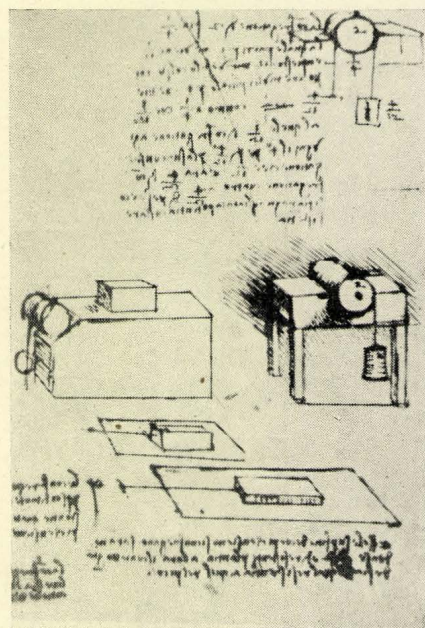
E felismerésekkel indította el Galilei a klasszikus fizika folytonos fejlődését, azonban az első lépéseket már Leonardo da Vinci is megtette. Hogy Leonardo mennyire a saját lábán állt és ezt mennyire tudatosan tette, arra jellemzők alábbi szavai: »Sokan hozzá nem értő ítéletükkel azt hiszik, hogy engem jogosan bírálhatnak arra hivatkozva, hogy tapasztalataim néhány tiszteletre méltó férfiú tekintélye ellen irányulnak; mert nem veszik figyelembe azt, hogy az én állításaim a pusztán és egyszerű tapasztalásból fakadtak és ez az igazi tanítómester«.

»Bizonyosan azt mondják, hogy mivel nem vagyok olvasott ember, nem tudom jól kifejezni gondanivalómat. Hát nem tudják ezek, hogy állításaimat sokkal inkább a tapasztalásból merítem, semmint mások tanaiból? Mivel ez volt mindazok tanítója, akik helyesen írtak, őt választom mesteremül és minden esetben rá hivatkozom«.

»A tapasztalat sosem téved, csak a ti ítéleteitek, mert olyan eredményeket vártok tőle, amelyet nem szolgáltathat«.

»Kerüld azoknak a filozófusoknak a tanításait, akiknek az okfejtését nem igazolja a tapasztalás«.

Ez a néhány mondat mutatja, hogy milyen döbbenetesen hasonló Leonardo és Galilei egész szemlélete. Ezt mutatja e megemlékezés második mottója, vagy pl. a Dialogusok következő pár sora: »...a természettudományokban, melyek állításai igazak és szükségszerűek, vigyázni kell arra, hogy ne álljunk ki hamis tanítások mellett, mert ezer Demosthenes és ezer Aristoteles is megakad, akármilyen közepes képességű emberrel



4. ábra. Kísérleti berendezések a súrlódás tanulmányozására

szemben, ha annak sikerült megragadnia az igazságot...» Ezek után nem is csodálatos, hogy kutatási elveik és módszereik is megegyeznek. Azonban beszéljen megint maga a mester: »Az én célom az, hogy először tapasztalatokat gyűjtsék és aztán kimutassam észkokkal, hogy miért kell egy jelenségnek szükségképpen a tapasztalt módon megnyilvánulnia. Ez az igazi szabály, amely szerint a természet kutatójának haladnia kell«.

Mai kutató sem fejezheti ki tömörebben kutatási programját és módszerét, melyet Leonardo részletek tekintetében is helyesen látott és fejezett ki. Az idézett mondat szerint tehát — és ezzel ma is egyetértünk — a kutatónak két feladata van: 1. tapasztalatokat gyűjteni, 2. a tapasztalat eredményeit értelmezni. Az első lépés a cinquecentóban — nem lehet elégszer hangsúlyozni — forradalmian új volt. De a második lépés szükséges voltának a hangsúlyozása még

nagyobb jelentőségű. Ebben ugyanis az van, hogy a természettudomány hivatása nemcsak a természeti jelenségek fenomenológikus leírása, hanem a jelenségek törvényszerű összefüggéseinek a tisztázása is. Ez pedig — még mélyebbre hatolva — Leonardo azon alapvető fontosságú felismerését tükrözi, hogy a természeti jelenségek között törvényszerű összefüggések vannak, a jelenségeket egyértelmű törvények irányítják.

Hogy pedig ez a néhány megjegyzés nem a mai fizikus nézetének a belemagyarázása egy Leonardo műveiből kiragadott mondatba, azt igen könnyű megmutatni. Az előbb idézett néhány kijelentés már megmutatta, hogy Leonardo szerint nagy tekintélyek tanításai helyett a természet megismerésében közvetlen tapasztalatainkra kell támaszkodnunk. Még határozottabb a következő megállapítása: »...véleményem szerint azok a tudományok, amelyek nem a tapasztalásból születtek és amelyek nem végződnek közvetlen tapasztalással, vagyis amelyeket kiindulásuk vagy alakulásuk, vagy befejezésük során nem ellenőriz egyik érzékszervünk sem, hiábavalóak és tévedésekkel vannak tele«. Ebben az is benne van, hogy nemcsak a kutatások kiindulásának kell a tapasztalati eredményekből történnie, hanem közbülső fázisaiban, pl. feltevések igazolására és a végső következtetések helyességének az ellenőrzésére is a tapasztalás kell, hogy szolgáljon.

Ugyanakkor, amikor az érzékszerveink útján közvetlenül szerezhető tapasztalatokat tekintette a természet megismerése egyedüli helyes kiindulópontjának, nem kerülte el a figyelmét, hogy az érzéki benyomások sok esetben csalhatnak: »Kétkelünk minden érzéki benyomásnak helyességében«. »A benyomások szubjektív volta az egyén állandó sajátsága és a szem durva mérőműszer, melyet az érzék és a műszereknek kell támogatnia... Ugyanaz a szem a tárgyakat hol nagyobbaknak, hol kisebbnek látja«. Leonardo azt is tudta jól, hogy az érzéki csalódások nemcsak optikai természetűek lehetnek, hanem a legkülönbözőbb területen vezetnek szubjektív észlelési hibákra, és magyarázatukra legtöbb esetben ma is elfogadható magyarázatot hoz fel. Az érzéki csalódások azonban nem kisebbítik a közvetlen tapasztalatszerzés szükséges és fontos voltát. Mindössze a tapasztalati eredmények kiértékelésénél óvatosságra, kritikus mérlegelésre int, illetve ha lehet, az érzékszervek helyett objektív mérőműszerek használatára. A benyomásokból így módon kiszűrve a szubjektív elemeket, lehet a természeti jelenségeket lemezteleníteni, vagyis objektív valóságukban megismerni. Valóban Leonardo roppant figyelmes és éles szemű észlelő, körületekintő kísérletező volt. Sorozatos vizsgálatainak során egyre tisztábban állította elő magát a vizsgált jelenségeket, kiküszöbölve a mellékes és zavaró jelenségeket, illetve egyenként változtatva a jelenségeket befolyásoló feltételeket. Mindig nagyszámú észlelést végzett és feljegyzései mutatják, hogy mérései kvantitatívak voltak. Leonardo

»kétkelkedése« tehát a kritikai vizsgálat rúgója, és nem skepticizmus, a természet megismerhető voltának kétségbevonása.

Csupán egyet von kétségbe Leonardo, sőt egyenesen tagad, hogy t. i. a természetet meg lehet ismerni spekulatív, tisztán logikai úton, a pusztá ész segítségével: »Ha azt állítod, hogy egy tudomány, amely a pusztá észben születik és ott is végződik, igaz, azzal nem értünk egyet, sőt sok okból tagadjuk. Először is ilyen elméleti fejtegetésben nem szerepel a tapasztalat, enélkül pedig semmi sem bizonyítható«. A természet azonban adva van és ha természetről filozófáló idealista — mert ez az, akivel Leonardo szembehelyezkedik — körülnéz, akkor döbbenet látja, hogy töprengéseinek eredményei nem egyeznek meg a látható tényekkel. Eredmény: a természet megismerhetetlennek mondja. Pedig nem megismerni nem sikerült neki, csak kitalálni nem sikerült, hogy milyen, illetve előírni nem sikerül, hogy milyen legyen. Egyszerűen: »Aki olyat vár a tapasztalástól (mondhatnánk: a természet-től), ami nincs benne, az elrugaszkodik a józan észről«.

Az empiria alapvető fontosságának állandó hangsúlyozása mellett Leonardo nagyra becsüli az ész logikus okoskodását, az elméleti megfontolásokat, azonban — mint ez korábbi idézetekből is látható — szerepét, jogosultságát jól körülhatárolja: az elméleti megfontolásoknak a tapasztalati eredményeket kell értelmezniök — mondjuk mai megfogalmazásban.

Hogy mit ért a mai fizikus jelenségek értelmezésén, azt aligha lehet jobban kifejezni, mint Leonardo már idézett saját szavaival: összes tapasztalataink alapján logikusan megindokolni, hogy egy jelenségnek miért kell szükségképpen a kísérletileg talált módon lejátszódnia. Mint már hangsúlyoztam, Leonardo szinte legnagyobb jelentőségű lépésének azt tartom, hogy kimondta, hogy a természeti jelenségek között egyértelmű törvények szükségszerű összefüggéseket teremtenek. A természetben semmi nem történik ok nélkül, hasonló okok hasonló okozatokra vezetnek: »... olyan mértékben változik az okozat, ahogyan az ok. Amennyire hasonlóak és egyenlők az okok, annyira lesznek hasonlóak és egyenlők az okozatok is«. Ha Leonardo idejében egyáltalán szó volt természeti törvényekről, akkor azt a természet célszerű felépítésével magyarázták: az akkori felfogás szerint a jelenségeket nem meghatározott okok váltották ki, hanem bizonyos — sokszor misztikus — célból, valamilyen rendeltetéssel következtek be. Talán felesleges hangsúlyozni, hogy a két felfogás nemcsak tartalmában ellenkezik egymással, hanem világos, hogy kísérleti úton a kettő közül csak a kauzális felfogás igazolható. Egy ilyen minden jelenségre általánosan érvényes, mintegy posztulátumként használt kijelentés sem a pusztá ész szüleménye, hanem igen nagyszámú jelenség vizsgálatán szerzett tapasztalat általánosítása. Persze egy ilyen

általánosítás csak addig érvényes, amíg maga a természet ezzel ellentmondó jelenséget nem mutat. Ez az ellentmondás egyébként lehet látszólagos, vagy valóságos és lehet vita a kauzalitás körül, de mindenesetre csak e körül lehet a vita, a természeti törvények célszerű voltának kérdése azonban tárgya sem lehet fizikai vizsgálatoknak.

A tapasztalati eredmények közti kapcsolatok megállapítására szolgáló megfontolásoknak és a természeti törvények kifejezésének formanyelve a matematika, mely a maga felépítésében minden tudomány mintájául szolgál: »Az igaz tudomány mindig helyes és nyilvánvaló alapelvekből kiindulva halad végig helyes rendben, lépésről lépésre, mint ahogy a matematikában, számlálható és mérhető mennyiségek terén, vagyis aritmetikában és geometriában.« Egyetlen kutatás sem nevezhető igaz tudománynak, amíg át nem esett a matematikai igazoláson.

Fel lehet vetni azt a kérdést, hogy az empirista Leonardo hogy tisztelheti ily mértékben, hogy tekintheti zsinórmértékül a látszólag pusztán ész alkotta matematikát; nincs-e itt valami ellentmondás. Természetesen nincs. A matematikát nem tekinti a természet leírásának, ellenben erre a célra igenis alkalmas eszköznek, mert szigorú következtetési elemi feltevésekből deduktív úton logikailag ellentmondás-mentes rendszert építenek fel, maguknak a kiindulásul szolgáló elemi állításoknak pedig semmiféle tapasztalat nem mond ellent.

A matematikai következtetések szigorúan logikus volta biztonságos módot ad arra, hogy ne csak tapasztalati ismereteinket összefűző természeti törvényekre következtessünk, hanem az így felállított törvényekből további következtetéseket is vonjunk le. »Eredményeimhez én is fűzök néha olyan következtetéseket, amelyek eredetileg nem foglaltatnak bennük.« Végső fokon a kísérletező induktív és a teoretikus deduktív kutatásának össze kell fonódnia. »Néha az ember az okozatból következtet az okra, néha meg az okból az okozatra«. Azonban, ha a matematikai következtetések helyesek is, kísérletileg ellenőrizni kell, hogy igazak-e, a természet megvalósítja-e azokat a lehetőségeket, melyekre bevált természeti törvényekből helyes úton következtettünk. A modern fizikából lehetne példát hozni arra, hogy a természet megvalósít olyan jelenséget, mely matematikai alapon várható volt ugyan, de kísérleti kimutatásukig a »józan ésszel« szinte ellentmondónak találták, máskor viszont sokáig érthetetlen volt, hogy logikusan várható jelenségek miért nem észlelhetők. (Első esetre példa a pozitron létre való következtetés Dirac elméletéből, a másodikra a spektroszkópia kiválasztási szabályai, melyeket a Bohr-elmélet mellett szemempirikusan kellett bevezetni, megindokolni csak a kvantummechanika tudta.) Indokolt tehát Leonardo korábban idézett kívánsága, hogy a kutatás »kiindulásánál, vagy alakulása, vagy

befejezése során« a kísérleti tapasztalaté a szó, sőt még szigorítani kell a kikötést, nem »vagy vagy«, hanem »is... is«.

Az elmondottakból nyilvánvaló Leonardo ama meggyőződése, hogy a természet megismerhető. De csak a természet ismerhető meg. Mindazt, ami nem hozzáférhető érzékeink, alkalmasint műszerekkel megtoldott érzékeink számára, azt nem tekinti a természethez tartozónak, az ezekkel kapcsolatos problémákat nem is tartja tudományos módszerekkel megoldható feladatoknak és ezért az egész metafizikát mindenestül értéktelennek, értelmetlennek ítéli, egész létjogosultságát tagadja.

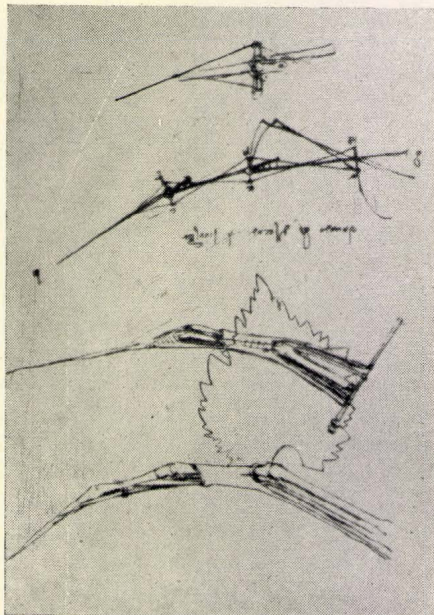
»... véleményem szerint azok a tudományok, amelyek nem a tapasztalásból születtek és amelyek nem végződnek közvetlen tapasztalással, vagyis amelyeket kiindulásuk, vagy alakulásuk vagy befejezésük során nem ellenőrizi egyik érzékszervünk sem, hiábavalóak és tévedésekkel vannak tele. És ha kételkedünk mindabban, amit érzékeszerveink közvetítenek, mennyivel inkább kell kételkednünk azokban a dolgokban, melyek ellentétben állnak velünk, mint Isten, lélek és éffélék lényege, amelyekről állandóan vitatkoznak és mindig az történik, hogy a hiányzó érveket hangos szóval helyettesítik, ami sosem történhetik meg bizonyítható kérdésekben. Ezért bizvást mondhatjuk, hogy ahol kiabálnak, ott nincs igazi tudomány, mert igazság csak egy van, amelyet ha egyszer kimondtak, a veszekedésnek örökre el kell némulnia«.

Ezek után lássuk, hogy Leonardo ezt a mai szemmel nézve is helytálló metodikát konkrétan hogyan alkalmazta és segítségével mire jutott a természet megismerése terén. Ez azonban — mint említettem — meglehetősen nehéz feladat, ha megállapításait nemcsak helyes, hanem eredeti voltuk szempontjából is értékelni akarjuk. Szorítkozzunk csupán néhány jellegzetes példára.

Mint már említettük, Leonardo sokat foglalkozott a repülés kérdésével. A repülőgépek tervezése előtt azonban, mellyel a madarak repülését akarta utánozni, igyekezett végigmenni mindazonokon a problémákon, melyeket rendre meg kellett oldania ahhoz, hogy célhoz érjen. Kövessük ezt a fonalat. Mindenekelőtt Leonardo idejében nem volt triviális, hogy a madarak, tehát élő lények repülése végett először élettelen testek mozgásának a problémájával kell foglalkozni. Leonardo két feladatot jelöl ki bevezető tanulmányul: testek esését kell megvizsgálni álló levegőben, majd mozgó levegőben, majd mindkét feltétel között lövedékek mozgását. (Érdekes ebben a vonatkozásban megjegyezni, hogy a peripatetikusok szerint a testek mozgását a környező közeg előmozdította. Leonardo ezzel szemben világosan leszögezte, hogy a levegő akadályozza és megrövidíti a testek mozgását.)

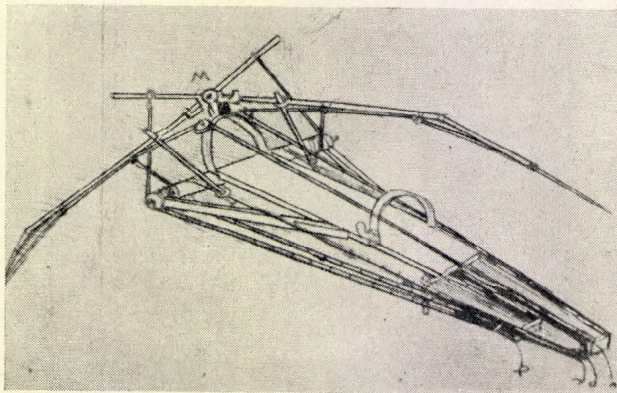
A kitűzött feladat megoldásának másik előfeltétele magának a levegő fizikai sajátságainak az ismerete. Ismét Leonardo éleslátására vall az a

felismerés, hogy a levegő fizikája lényegében véve megegyezik a folyadékok fizikájával, de az utóbbi tanulmányozása sok szempontból egyszerűbb,



5. ábra. Egy lap a madarak repüléséről írott könyvből. Szöveg a közepén tükrözve: Quando G. discende P s'inalza. (Ha G lesüllyed, P felemelkedik)

ezért előbb ez végzendő el. Ma is együtt kezdjük tárgyalni a hidro- és aerodinamikát, amelyeket a hidrosztatikai kérdések tárgyalása előz meg. E téren elvi észrevételei és gyakorlati eredményei egyaránt gazdagok voltak. Így kimondta a hidrosztatika alaptörvényét, a közlekedő edények elvét és ezek alapján világosan értelmezte a közismert hidrosztatikai paradoxont. Leonardótól ered a folyadék-áramokra alkalmazható kontinuitási tétel és következménye, hogy stationárius áramlás esetén az áramlás sebessége fordítva arányos a csővezeték keresztmetszetével. Rájött, hogy a levegő — szemben a folyadékkal — összenyomható és ezt a tényt használta a repülésnek,



6. ábra. Leonardo repülőgépének teste, és szárnyváza

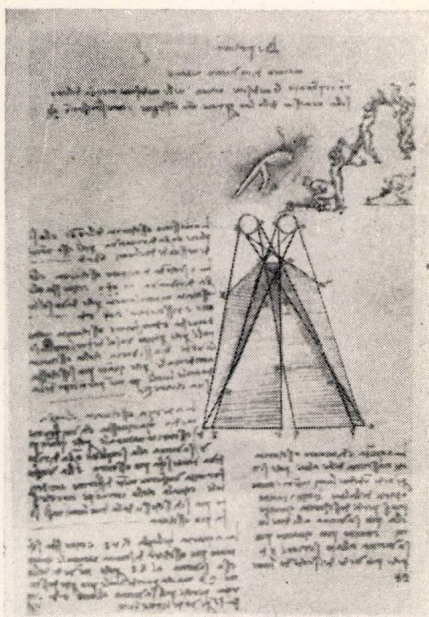
vagyis annak magyarázatára, hogy elegendő nagy szárnyfelület segítségével súlyos testek fenn tudnak maradni a levegőre támaszkodva. Nemcsak felismerte a közegellenállás létezését, hanem megállapította, hogy ez arányos a test sebességével és felületével. Valószínűleg ismerte az áramvonalak fogalmát is.

E cikk terjedelme nem engedi meg, hogy nyomon kövessük azt a körültekintő, rendszeres kutatását, mellyel a madarak repülésének mechanizmusát vizsgálta. Egyébként e példát nem is azért választottam, mert fontosabb beláthatatlan sokaságú más vizsgálatnál, melyek kötetekre menő terjedelmű tárgyalást igényelnek és érdekelnek.

Ismét csak kiragadva tekintsünk valamit optikai vonatkozású munkáiból. Megfigyelő készségére jellemző, hogy észre veszi és helyesen adja meg a térbeli látás létrejöttének módját, hogy t. i. ez a két szemmel való látás következménye. Leírja pl., hogy egy gömböt egy-egy szemmel egy sík körlapnak látunk. E két kör azonban nem ugyanaz és ha egyszerre nézzük két szemmel, akkor már nem lapos korongnak, hanem kiemelkedő gömbsüvegnek látjuk. Ha a gömbnek a szemünktől való távolságát csökkentjük, akkor egyre inkább mögé látunk, nemcsak nagyobbak, de plasztikusabbnak is látjuk. Ez a ma mindnyájunk számára triviális megállapítás jellemzően mutatja, hogy primitív észlelés — alaptalan okoskodás helyett — milyen sokat mondhat a természetről. Ehhez végtére csak az kellett, hogy valaki hunyorgasson és tudatosan lássa is, amit így néz és ne menjen el a tapasztalata mellett. Ezt nem tette meg jóformán senki Leonardo előtt a szó legszorosabb és igen sok esetben tágabb értelmében. Mondani is felesleges, hogy ezek és hasonló észrevételei adják azoknak a festők számára adott közismert előírásoknak az alapját, melyek a perspektivikus ábrázolásra vonatkoznak.

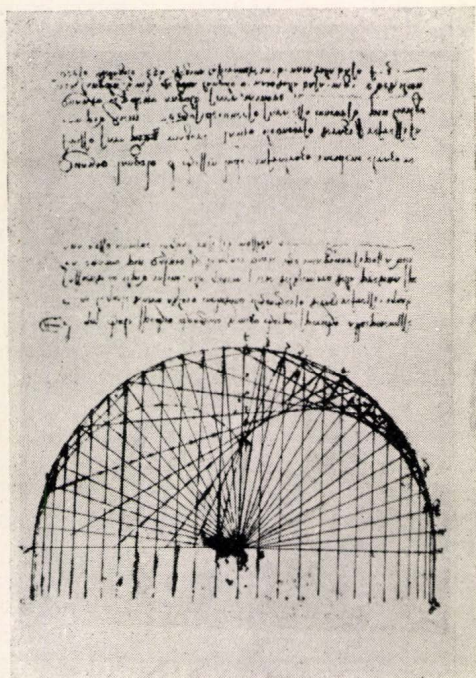
Optikai vizsgálatai között azonban lehet kevésbé triviálisakat is találni. A fény egyenesvonalú terjedésén alapuló sötétkamerát, majdnem bizonyos, nem Leonardo találta fel. De ezzel kapcsolatban végzett olyan megfigyeléseket, melyek eredménye egyáltalán nem közismert, pedig bárkinek alkalma van ilyen megfigyelésre. Érdekesség kedvéért említem meg, hogy ilyenféle feladat volt kitűzve legutóbb az Eötvös Lóránd fizikai tanulóverseny egyik tételül és bizony nagyon kevés helyes megoldás érkezett. Ha egy sötétkamerán kis, kerek nyílás van, akkor működése igen egyszerűen áttekinthető. Ha azonban a nyílás nem kerek, akkor az a feltűnő jelenség észlelhető, hogy kiterjedt fényforrással világítva meg a nyílást, egy közelben elhelyezett ernyőn a nyílás éles árnyéka jelenik meg. Ha azonban a felfüggetlen ernyőt távolítjuk, akkor a megjelenő kép lassan elmosódik és alakja egyre inkább a fényforráshoz lesz hasonló, függetlenül a nyílás alakjától. Ezt a jelenséget Leonardo helyesen írta le,

sőt ennek további érdekes, bonyolultabb változatait is. Pl. egy álló kereszt alakú nyílás és tőle



7. ábra. Árnýéktanulmány két forrásból megvilágított test esetére

megfelelően távol elhelyezett ernyő közé átlátszatlan gömböt helyezünk, akkor az álló kereszt



8. ábra. Fény visszaverődése homorú gömbtükörrel

helyett az ernyőn fekvő kereszt jelenik meg. A jelenségek helyes leírása mellett az értelmezésük

nem teljes, amint nem is lehet az, hiszen ehhez már részben a fény hullámelmélete szükséges. Azonban ismét a természet élesszemű megfigyelőjére és kitűnő kísérletezőjére vall, hogy jelenségek bekövetkeztének a feltételeit pontosan körülhatárolta.

A közvetlen kísérleti leírások és az ezekhez fűzött, de csak részletproblémákra vonatkozó megfontolásokon túl, nemcsak hangoztatta, hogy általános érvényű törvényszerűségekre kell következtetni, hanem el is jutott ilyen következtetésekre. Ime, ismét csak néhány kiragadott példa:

Az erő fogalma pl. Leonardonál jelenik meg először exakt formában. Sok általa leírt változat közül egyik változatban így hangzik: »Az erő a mozgás oka, és a mozgás az erő oka és a mozgás viszi át az erőt és a lökést (impulzust?) a súlyos tömegekre a mozgó testek által.«

Mint ismeretes, az egész klasszikus mechanika alapját a Newton-féle axiómák alkotják. Ezek közül az elsőnek — ha nem is kifogástalanul pontos megfogalmazása — a lényege már kialakult Leonardban. Ime: »Minden mozgás igyekszik fennmaradni, vagy minden mozgó test mozgásban marad, mialatt a mozgatójának képessége benne fennmarad.« »Minden mozgás annyiban történik egyenes pályán, amennyire benne tart a mozgatójától kapott kényszer természete.« — A második axiómát ezzel szemben nem ismerte, helyette a peripatetikus állásponton áll: a sebesség arányos a mozgató erővel és fordítva, arányos az ellenállási erővel. — Viszont ismét tisztán állt előtte az akció-reakció elve.

Foglalkoznunk kellene Leonardo eredményeinek hibáival is, ami bizony elég sok található. Le kell azonban szögezni, hogy ezek nem kutatási módszeréből fakadó hibák, hanem abból adódnak, hogy egyes kérdésekben az elfogadott peripatetikus elgondolások ellenőrzésére nem tudott eléggé pontos kísérleteket végezni. Így a szabadesésnél az út és idő összefüggését nem tudta tisztázni, vagy a nehézségi gyorsulásnak a tömegtől és anyagi minőségtől való független voltát illetően ingadozik, többször vallja a helytelen nézetet, mint a helyeset. Optikai vizsgálatait terén pl. a szemüveg működését egészen helytelenül értelmezi.

Ismétlem, ezek — ha még olyan fontos — de minden esetben részletkérdésekben való tévedések. Alapvető módszertani felfogása, egész magatartása, a természet felé való fordulása olyan zsenialitásról tanuskodik, amely annál nagyobb tiszteletet érdemel, minél messzebbre jutunk a természet törvényeinek megismerése és az emberiség békés fejlődésének szolgálatába való állítása terén.

Faragó Péter

Központi Fizikai Kutató Intézet

A relativitás elméletének szerepe a fizikában

A relativitás elméletének jelentőségére úgy tapinthatunk rá, ha megmondjuk, milyen gyakorlati szükségletekből fakadt, hogyan oldotta meg korának kérdőjeles problémáit, mint fejlődött tovább és milyen távlatokat nyit meg a jövő számára.

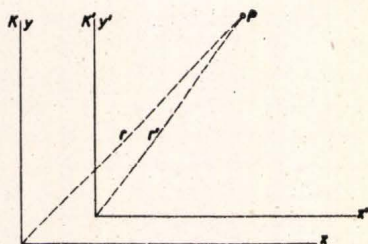
Ismeretes, hogy a klasszikus fizika két legátfogóbb fejezete a mechanika és az elektrodinamika. Mindkettő úgy, ahogy a mesterek (Newton és Maxwell) kezéből kikerült, abszolútteória volt. Ennek jelentése a következő. A mechanikai mozgásegyenletekben és az elektrodinamika téregyenleteiben szereplő térkoordinátákat és időt meg kell tudni mérni, hogy ellenőrizhessük az elmélet kijelentéseit. Tudnunk kell tehát, hogyan valósíthatjuk meg azt a koordinátarendszert, melyre az alapegyenletek vonatkoznak. A mesterek erre meg is adták a választ. Newton szerint a mechanika mozgásegyenletei olyan koordinátarendszerben érvényesek, mely az abszolút térben nyugszik. Ez az utasítás azonban fikció, mert senki a világon nem tudja eldönteni három igen vékony lécből készült anyagi koordinátarendszerről, hogy nyugszik-e a térben vagy esetleg gyorsulva mozog. A térben nincsenek márkák, melyeket a nyugvás jeleinek tekinthetnénk, a Newton-féle abszolút koordinátarendszer tehát meg nem valósítható. A helyzet azonban csakhamar megnyílt azon megismerés révén, hogy nem is szorulunk rá az abszolút koordinátarendszerre, mert kísérleti úton tudunk találni olyan rendszert, melyben a mechanika alapegyenletei érvényesek. Érvényes pl. a tehetetlenség elve. Éppen ezért ezeket a rendszereket tehetetlenségi rendszereknek, inerciarendszereknek nevezzük. Ilyet kapunk pl. akkor, ha a kezdőpontot a Naprendszer súlypontjába helyezzük, három tengelyét pedig három meghatározott állócsillag felé irányítjuk. Kitűnt azonban a mozgásegyenletek szerkezetéből az a fontos tény, hogyha egy meghatározott inerciarendszert ismerünk, akkor tulajdonképpen végtelen sokat ismerünk, mert minden más rendszer, amely az elsőhöz képest egyenletes translációval mozog, szintén inerciarendszer. Azt a tényt, hogy a mechanika mozgásegyenletei az összes inerciarendszerekben érvényesek, Galilei-féle relativitáselvnek nevezzük. Megismerésével megszűnt a mechanika abszolútteória jellege.

Tárgyalnunk kell még az idő mérését is, mert az idő is előfordul az alapegyenletekben. Itt erősen ki kell emelnünk, hogy valamely esemény időpontját csakis az esemény helyén lévő órán olvashatjuk le. Ha az esemény óránktól távol folyik le, óraleolvasásunkon korrekciót kellene alkalmazni az eseményről tudósító jeladás véges terjedési sebessége miatt, ami pedig feltevések nélkül lehetetlen. Ezért az időmérést elvileg úgy oldjuk meg, hogy koordinátarendszerünknek szinte minden pontjában, tehát igen sűrűen, órákat

helyezünk el. Akkor minden esemény időpontja tényleg helyi órán olvasható le. Az órák szinkronizálása pedig úgy történhet, hogy minden órát egy normálórával összeigazítunk és azután szállítjuk rendeltetési helyére. Ezek után a mechanikában minden rendben van. Tudunk választani inerciarendszert, amelyben a mozgásegyenletek érvényesek, tudunk mérni koordinátát és időt. Az egyedüli sötét felhő, mely a mechanika felett lebeg, az a tény, hogy newtoni mechanika nem írja le teljes pontossággal az igen nagy sebességű testek mozgását. Így pl. a β -bomlásnál keletkező elektronok sebessége erősen megközelítheti a fény c terjedési sebességét. Az ilyen részecskék erőik hatására másképpen mozognak, mint ahogy a klasszikus mechanika megkívánná.

Forduljunk az elektrodinamika felé. A Maxwell-egyenletekben ugyancsak koordináták és idő szerepelnek. Melyik az a koordinátarendszer, amelyben a Maxwell-féle egyenletek érvényesek? Lorentz szerint csak az éterben nyugvó koordinátarendszerben igazak. Ez olyan kijelentés, amelyet kísérleti ellenőrzésnek lehet alávetni. Az elektrodinamika alapegyenleteinek van ugyanis egy nagyon nevezetes részletkövetkezményük. Abban a koordinátarendszerben, amelyben érvényesek, az elektromágneses síkhullámok vagy más szóval a fényhullámok minden irányban egyforma sebességgel terjednek. Lorentz szerint tehát a fény csak az éterben nyugvó rendszerben terjedhet minden irányban ugyanazzal a sebességgel. Ismeretes, hogy a Michelson-féle kísérlet rendkívüli precizitással össze tudja hasonlítani a különböző irányokban haladó fénysugarak sebességét. Ez a kísérlet itt a Földön elvégezve azt mutatja, hogy a Földön a különböző irányú fénysugarak ugyanazzal a sebességgel terjednek. A Föld pedig egészen bizonyosan nem nyugszik az éterben. Ebből logikusan következik Einstein álláspontja, hogy az éter a képzelet szüleménye, az elektrodinamika alapegyenletei nem ebben a fiktív közegben, hanem minden inerciarendszerben igazak. A Föld ugyanis nagy megközelítéssel ilyennek tekinthető, mert Nap körüli pályája hosszú útdarabon át egyenes és a mozgás egyenletes. A Michelson-féle tapasztalat, hogy a fény inerciarendszerben iránytól függetlenül egyenletesen terjed, elméletileg kiértékelhető és nevezetes eredményekre vezet. Gondoljunk el két ilyen rendszert, melyet megkülönböztetés kedvéért K -, ill. K' -rendszernek nevezzük. Egyenesvonalú egyenletes mozgást végez a két koordinátarendszer egymáshoz képest. Az időt már most úgy kell definiálni, hogy mindkét rendszerben külön-külön fennálljon a fény terjedési sebességének azonossága. Mindkét rendszerben sűrű elhelyezéssel órákat gondoljunk el. K' órái természetesen egyenletes sebességgel haladnak el K órái mellett, úgy, hogy egy tetsző-

leges térbeli P -pontban egyszerre mindig két óra van jelen, egy K - és egy K' -beli. Az órák szinkronizálásának egy-egy rendszeren belül most szükségképpen a fénysebesség állandósága elvének érvényesítésével kell megtörténnie. Számítsuk az időt attól a pillanattól, amikor a két koordináta-rendszer kezdőpontja egybeesik. A kezdőpontban leadunk egy fényjelet a $t = 0$ időben. Egy bizonyos idő múlva a két rendszer természetesen szétvált. Válasszuk ki a K -rendszernek egy P



pontját. Az ottani óra beigazítása úgy történik, hogy amikor a fényjel odaérkezik, az órát $t = \frac{r}{c}$

időre állítják be. Ennyi időre volt ugyanis szükség a fénynek, hogy állandó c sebességgel a kezdőpontból az r távolságra lévő P -pontig elérkezik. Ugyanakkor a P -ben lévő K' -beli órát

$t' = \frac{r'}{c}$ időre kell beigazítani, ha r' a P -pont távolsága a K' -rendszer kezdőpontjától. Világos, hogy r és r' nem egyenlő, mert míg a fényjel P -be érkezik, a két rendszer kezdőpontja már szétjelt.

De akkor t nem egyenlő t' -vel. Ezt az eljárást az összes órákra ugyanazon fényjel felhasználásával el lehet végezni és akkor kapunk egy egységes t rendszeridőt a K -rendszerben és egy tőle különböző t' rendszeridőt a K' -rendszerben. Nyilvánvaló, hogy csakis ezzel az eljárással érhető el a fénysebesség-állandóság biztosítása egyenként mind a két rendszerben és egészen bizonyos, hogy a Maxwell-egyenletekben szereplő idő ezt a rendszeridőt jelenti. Újból lerögzítjük a tényt, hogy a két pillanatnyilag

összeeső óra közül a K -beli $t = \frac{r}{c}$ időt mutat

ugyanakkor a K' -beli $t' = \frac{r'}{c}$ időt jelez. Ennek a

ténynek könnyen levonható a matematikai következménye. A két rendszer koordinátáinak és időinek olyan lineáris kapcsolatára vezet, melyet Lorentz-transzformáció néven ismer az elmélet. Egy a K -rendszerben érvényes elmélet egyenleteit Lorentz-transzformációnak alávetni annyit jelent, mint megvizsgálni, hogyan festenek ezek az egyenletek egy másik inerciarendszerben. Ha a transzformáció az egyenletek szerkezetét megváltoztatja, az elmélet egy másik inerciarendszerben nem érvényes.

Itt kapcsolódik be teljes súlyával Einsteinnek az a nagyszerű meglátása, hogy az összes inercia-

rendszerek a természetleírás szempontjából ekvivalensek. Ez a relativitási elv más szóval azt jelenti, hogy az összes exakt természettörvények minden inerciarendszerben egyformán hangzanak. A Lorentz-transzformációban tehát rendelkezésünkre áll egy eszköz annak eldöntésére, hogy valamely elmélet exaktnak nevezhető-e vagy sem. Ha az elektrodinamika alapegyenleteit vetjük alá a transzformációnak, struktúrájuk teljesen változatlan marad. Maxwell egyenletei exakt természettörvényt fejeznek ki. Nem így a Newton-féle mechanikai egyenletek. Ezek nem invariánsak Lorentz-transzformációval szemben, ezért nem is tarthatunk számot arra, hogy szabatos törvény kifejezéseinek tekintsük őket. Szükségképpen invariáns alakba kellett átönteni a mechanika alapegyenleteit is. Einstein és Planck végezték el ezt az érdekes munkát, melynek eredményeképpen az új mechanika a nagyon gyors β -elektronok mozgását is helyesen írja le. Sőt olyan teljesen újszerű eredményt is szolgáltat, melynek teljes értékét csak ma, az atomenergia korában ismertük fel. Ez az a felismerés, hogy a tehetetlenség az energia tulajdonsága. Valamely test tehetetlensége annál nagyobb, minél több energia halmozódik fel benne. Energiatartalom és tehetetlen tömeg azonos, csak különböző egységekkel fejezzük ki az egyiket és a másikat. Az a jól ismert tény, hogy a relativisztikus tömeg a sebességgel nő, azzal magyarázható, hogy a növekvő kinetikai energia folyton nagyobbítja a test tehetetlenségét. A Nap a kisugárzott energia révén másodpercenként négy millió tonna tömeget veszít. Az atomfizikából pedig ismeretes, hogy pl. az α -rész tömege kisebb, mint négy alkotó részének együttes tömege. Csak akkor eshet szét alkotó részekre, ha a tömegkülönbségnek megfelelő energiát közölnék vele. Minél nagyobb a közlendő energia, annál állandóbb az atommag. A tömegdefektus mértéke az atommag stabilitásának.

Az eddigiek alapján tiszta képet alkothatunk magunknak a speciális relativitás elméletének ismeretelméleti jellegéről. A tapasztalat döntötte meg az elektrodinamika régi abszolút koordináta-rendszerét, a tapasztalat erősíti meg a relativitás elvének eredményeit. Az éter mindig henye fogalom volt, összefüggése a tulajdonképpeni matematikai elmélettel mindig külsőleges és laza maradt. Többet ártott, mint használt. Mikor Einstein eltávolította ezt a kártevőt, nagy lépéssel előbbre vitte a valóság megismerését. Igaz, hallani még ma is olyan véleményt, hogy az anyagmentes vákuumban minden történés elképzelhetetlen. A fényhullámról ismeretes, hogy periódikus állapotváltozást ír le. Ha tehát a fénysugár vákuumban terjed, vajjon mi változik az abszolút ürességben periódikusan? Nem szabad megfeledkeznünk arról, hogy a fizikai realitás mellett a geometriai realitás is létezik. A természetes geometria épp úgy méri a geometriai mennyiséget, mint mi a fizikaiakat. Amikor az általános térelméletben kiderül, hogy a fénysugárban a térnek

egy tipikus geometriai mennyisége változik periódikusan, a jelenség értelmezésének realitásához kétség nem férközhet. Gondoljuk meg azonkívül, hogy a fénysugár átvonulása a téren egyszersmind energia-, azaz anyagtranszportot is jelent. Ezzel megtaláltuk a kapcsolatot a szoros értelemben vett materializmussal is.

Míg a speciális relativitás elméletét fizikai szükségletek hívták életre, addig az általános relativitás elmélete inkább a tudomány teljességtételének óhajából fakadt. A speciális elmélet kimondja az összes inerciarendszerek ekvivalenciáját. Igen, de inerciarendszer mellett elgondolhatunk egy hozzá képest gyorsuló koordináta-rendszert is. Felmerül a kérdés, hogyan hangzanak a természettörvények ilyen gyorsuló rendszerben. Einstein erre két alapfeltevéssel ad feleletet. Az egyik az ú. n. ekvivalencia elve, amely szerint a testre ható nehézségi erő és a test gyorsításakor fellépő inerciaerő között semmi különbség sem tehető. Einstein ezt az elvet Eötvös Loránd híres mérésére alapította, mely a testek tehetetlen és súlyos tömegeinek azonosságát mutatja ki. Einstein a legteljesebben meg volt győződve ennek a mérési eredménynek a helyességéről. Híres szekrénykísérlete ezen a tételen alapszik. Gondoljunk el a világűrben lebegő zárt szekrényt, melyben egy megfigyelő méréseket végezhet. Amikor a szekrény inerciarendszerben nyugszik, megállapíthatjuk benne a tehetetlenség elvének érvényességét. Ha azonban egy szellemkéz kívülről megragadná a szekrényt és gyorsítva felfelé mozgatná, az összes szabad testek a padló felé esnének. A megfigyelő ezt az esést kétféleképp magyarázhatja. Vagy a gyorsuló felfelé történő mozgással, vagy azzal, hogy alatta súlyos tömeg jelent meg, melynek gravitációs hatása készíti az esést a testeket. Ha a testek súlyos és tehetetlen tömege között különbség volna, dönthetne a két eshetőség között, mert a gyorsításkor fellépő inerciaerő a tehetetlen tömeggel arányos, a gravitációs erő pedig a súlyos tömeggel. Mivel azonban a kettő között nincs különbség, dönteni nem lehet. Einstein axiómaszerűleg kimondja, hogy nemcsak mechanikai, hanem optikai és elektrodinamikai mérésekkel sem lehetne a két eshetőség között dönteni. Az elv nagy teljesítőképessége abban áll, hogy a gyorsuló rendszerek tárgyalását mellőzhetjük, mert mindig helyettesíthetők olyanokkal, melyekben gravitációs erő uralkodik.

A gravitációs erőket Einstein egészen más-
képpen alapozza meg, mint Newton. Newton szerint a gravitációs erő távolba ható, tehát idő nélkül terjedő erő. Ilyen erőnek nincs helye a modern elméletben. Einstein pontosan ugyanazt végzi a gravitáció terén, amit Maxwell tett az elektrodinamikában. Kiépíti az időben terjedő és az idővel változó gravitáció tételét. Kiindul abból a tényből, hogy a mi euklideszi világunkban a test erő nélküli, vagyis tisztán tehetetlen mozgása egyenesvonalú és egyenletes. Ha azonban a téridőszerkezet nem euklideszi, hanem

gömbült volna, a tehetetlenségi mozgás már nem volna sem egyenesvonalú, sem egyenletes. Einstein a gravitációt előidéző tömegek hatását abban látja, hogy a téridő struktúráját megváltoztatja, és pedig oly módon, hogy a gömbült téridőben lefolyó erő nélküli tehetetlen mozgás megegyezik a newtoni gravitációs erő szülte mozgással. Az új elmélet tehát nem is ismer gravitációs erőt, csak tehetetlenségi mozgást a tömegek által görbített téridőben. A teória gyakorlati alkalmazása csodálatosan szép eredményekre vezet. Kiadódik, hogy a Nap gravitációs terében a bolygók tehetetlenségi mozgása első közelítésben megegyezik a Newton által leírt mozgással, a második közelítés pedig oly finomságokra vezet, melyekről a newtoni elmélet nem tudott számot adni. Ilyen csillagászati tapasztalat az, hogy a bolygók nem mozdulatlan ellipszispályán keringenek a Nap körül, hanem az ellipszispálya elfordul. A Merkúr esetében ismerjük az elforgás nagyságát: évszázadonként 43 másodperc. Einstein elmélete számszerűen kiadja ezt az eredményt. Másik tapasztalati tény, mely az elméletet alátámasztja, hogy a fénysugarak nagy tömegek



közelében elhajlanak. Ennek közvetlen következménye, hogy két csillag látószöge megnagyobbodik, ha sugaraik közrefogják a Napot. A mérések átlaga az Einstein által megadott érték közelében fekszik. Az elmélet harmadik ellenőrizhető következménye, hogy erős gravitációs tér az atomrezgések frekvenciáját lelassítja. A Napon lévő atom ennél fogva kisebb frekvenciájú fényt bocsát ki, mint a földi társa. A spektroszkópban megfigyelhető a kibocsátott színképvonalak vörös felé való eltolódása.

Einstein elmélete kiépítésénél az ekvivalencia elve mellett az általános kovariánca elvét is felhasználta. Megkövetelte ugyanis, hogy téregyenletei nem talán csak a Lorentz-transzformációval szemben legyenek invariánsak, hanem minden transzformációval szemben. Éppen ezért a vázolt átfogóbb elméletet általános relativitás elméletének nevezik. Nagyon figyelemre méltó,

hogy némi kiegészítéssel nemcsak nagyobb tömegek szomszédságában írja le a téridőt, hanem a világegyetem egészének szerkezetére vonatkozólag is érdekes lehetőségeket tár fel. Megengedi pl. a végtelen euklideszi univerzum mellett a véges, zártgömbi teret is, sőt olyant is, melynek rádiusza az időben növekszik. Ez az utóbbi megmagyarázza azt a tapasztalatot, hogy a csillagködök egymástól távolodnak, még pedig annál nagyobb sebességgel, minél távolabb vannak egymástól.

Csak látszat, hogy a relativitás elméletének teljesítményei ezekkel az alkotásokkal le volnának zárva. A legsúlyosabb kérdések, pl. az elemi részek problémája vagy a gravitáció és az elektromosság kapcsolatának problémája, nem oldható meg másképpen, mint a relativitástan módszereivel. A baj csak az, hogy ezek a problémák nagyon nehezek. Einstein évtizedek óta igyekszik megtalálni a gravitáció és az elektromosság közös forrását, de mindmáig megnyugató eredmény nélkül.

Ideológiai szempontból az általános relativitás elmélete az anyag realitása mellé odahelyezi a tér-idő geometriájának realitását. Az a tény, hogy a gravitációs hatás vákuumban tovább terjed, a Descartes-féle mechanikai materializmus számára megoldhatatlan. Az elavult világnézet csak testek közvetlen egymásra hatásában látta az erő forrását. Minden kísérlet a gravitáció ilyen magyarázatára csődöt mondott. Einstein könyvéből, melyben világnézetét ismerteti, megtudjuk, hogy elgondolásai eltérnek a dialektikus materializmustól. Tehát nem Einstein személyéről, hanem a relativitás elméletéről kívánjuk megállapítani, hogy nincsen semmiféle ellentétben a dialektikus materializmussal.

A relativitás elmélete kétségtelenül egyike a legnagyobb természettudományi alkotásoknak.

(Előadás az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban.)

Novobátsky Károly

Eötvös Loránd Egyetem Fizikai Intézete,
Budapest.

Tranzisztor: a félvezető erősítő

Tranzisztor a neve az 1948-ban kidolgozott félvezető, erősítő triódának.

A tranzisztornak a rádiócsövekkel szemben sok lényeges előnye van. Nincs vákuum, nincs izzószál. Ezért nem kell fűtésről gondoskodni, és nincs bemelegedési ideje. Lényegesen kisebb és könnyebb, mint bármely rádiócső. Mégis a kapacitása, zajviszonyai és frekvenciaérzékenysége által megszabott korlátok között tökéletes módon el tudja végezni a triódás rádiócső feladatait. Kiválóan alkalmas rádiófrekvenciás, középfrekvenciás és audionfrekvenciás erősítőnek, oszcillátornak, keverőnek és impulzusegenerátornak.

A tranzisztor alapelvét J. Bardeen, W. H. Brattain és W. Shockley fedezték fel, annak a kérdésnek elméleti és kísérleti tanulmányozásakor, hogy miként lehet vékony, félvezető réteg ellenállását erős elektromos térrel befolyásolni.

A félvezetők tulajdonságainak vizsgálata egyik jelentős részét képezi a jelenlegi fizikai kutatásnak.¹ Az egyes anyagok fajlagos elektromos vezetőképessége szobahőmérsékleten 10^{-22} és 10^{+6} $\text{Ohm}^{-1} \text{cm}^{-1}$ között van. Régebben félvezetőknek nevezték ezen anyagok közül mindazokat, melyeknek fajlagos vezetőképessége 10^{-12} és 10^3 $\text{Ohm}^{-1} \text{cm}^{-1}$ közé esett és így mintegy átmenetet képeztek a jólvezető fémek és a jó szigetelők között. Így ide sorolták be az egyes rosszulvezető, kémiaiilag rosszul definiált anyagokat (fát, spárgát stb.) is és azokat az anyagokat is, amelyekben a vezetést ionok okozzák. Ma már a félvezető szónak

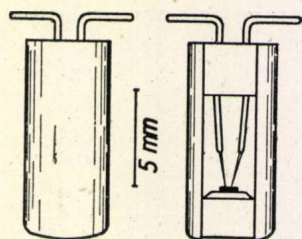
a jelentése korlátozódott. A fenti fajlagos vezetőképesség-határok közé eső anyagok közül csak azokat nevezzük félvezetőeknek, melyek kristályos szerkezetűek, melyekben az áramot elektronok vezetik és amelyeknek elektromos vezetőképessége a hőmérséklet emelésével növekedik.

Egyes félvezetőknek olyan tulajdonsága van, hogy ha bizonyos fémekkel hozzuk őket kontaktusba, az áram egyenirányítására alkalmasak. Ezen félvezető egyenirányítók két nagy csoportra oszthatók. Egyik csoportjuk olyan, hogy a hozzájuk csatlakozó két kontaktus nagyfelületű lap, ilyenek pl. a rézoxidul, szelénegyenirányítók. A másik csoportot alkotják azon egyenirányítók, melyeknél az egyik kontaktus tűkontaktus (pontkontaktus). Ilyen egyenirányító pl. a rádió őskorából közismert galenit, a kristálydetektor kristálya. Az ultranagyfrekvenciák egyenirányítása megint szükségessé tette a kristálydetektorok alkalmazását. Így terelődött ismét a figyelem e területre és a megbízhatatlan galenit helyett sikerült igen megbízhatóan és stabilan dolgozó tűkontaktusú egyenirányítókristályokat találni. Ezen kristályok anyaga bizonyos igen kismennyiségű szennyezésekkel ellátott szilícium vagy germánium.

Ez utóbbi a tranzisztornak is az anyaga. A tranzisztornak egyik típusát az 1. ábrán láthatjuk. Kis germániumlapocskából áll, melyhez két tűkontaktus csatlakozik. A két kontaktus olyan közel van elhelyezve egymás mellé, amennyire csak lehet, (0,005—0,025 cm). Ezt a két kontaktust »emitter« és »kollektor« kontaktusnak nevezzük. Később látni fogjuk ezen elnevezések eredetét.

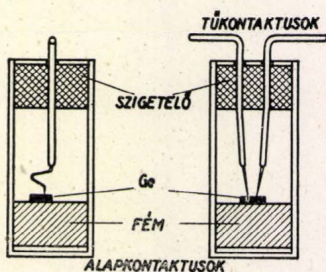
¹ V. ö.: Boros János: A félvezető kutatás néhány problémája.

A kristálylapocska másik oldalán van a nagyfelületű kontaktus, az alapkontaktus. Az egész



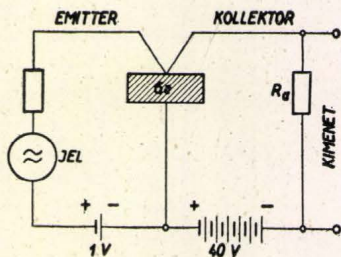
1. ábra

berendezés kerámiatokba van befoglalva. Vázlatos rajzát a 2. ábra tünteti fel. A tranzisztor súlya mindössze 1,3 gramm, nagysága kb. a legkisebb szilittellenállásokéval azonos.



2. ábra

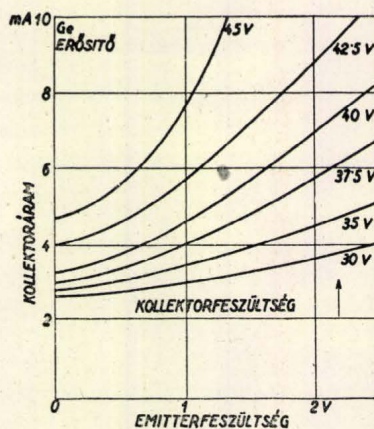
A tranzisztor kapcsolását a 3. ábrán láthatjuk. Az emitter kis pozitív feszültséget kap az alapelektrodához képest. Ez a feszültségirány a germánium egyenirányító nyitási irányának felel meg.



3. ábra

Ezért kis feszültség mellett is 10^{-3} A áram tud e kontaktuson folyni. A másik elektróda, a kollektor nagy negatív feszültséget kap. Ez a germánium egyenirányító záróirányának felel meg. Ezért e nagy feszültségnél is kb. ugyanakkora áram folyik ezen a kontaktuson keresztül is, mint az emitterkontaktuson. Az ábrán láthatjuk, hogy az emitterkörbe kapcsoljuk az erősítendő váltófeszültséget és a kollektorról vesszük le az erősített feszültséget. A szabályozó kör ellenállása kicsi (kb. 1000 Ohm), a kollektor köré nagy (kb. 40.000 Ohm). A viszonyok tehát éppen fordítottak, mint az erősítőcsöveknél. Ha a szabályozó körbe az erősítendő feszültséget bekapcsoljuk, a kollektor árama kb. 1–3-szor akkora ingadozásokat mutat, mint az

emitter áramé. Mivel azonban ez az áram 40-szer nagyobb ellenálláson folyik, kb. kereken 100-szoros erősítést nyerhetünk. A 4. ábrán a tranzisztor karakterisztikáit láthatjuk, melyek a rádiócsövek karakterisztikáihoz erősen hasonlí-



4. ábra

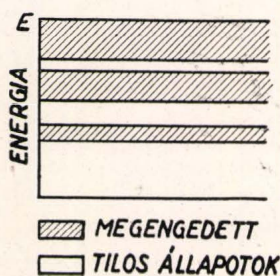
tanak. Így érthetjük meg, hogy ez a parányi berendezés miként tudja a rádiócső feladatait teljesíteni.

A tranzisztornak a már ismertetett előnyei mellett, a rádiócsövekkel szemben hátrányai is vannak. Egyik hátránya az, hogy a zaja nagyobb, mint a közönséges rádiócsőé. Hátrányai közé tartozik kis teljesítménye (kb. 0,1W) és az, hogy mivel ellenállásviszonyai egészen mások, mint a rádiócsövéké, egészen új kapcsolások kiépítését teszi szükségessé. A legnagyobb hátránya azonban abban van, hogy 1 MC felett az erősítés csökkenni kezd és 10 MC-nál nagyobb frekvenciák erősítésére már nem alkalmas. E hátrányok ellenére is a tranzisztornak igen nagy jövője van. Egyre újabb és újabb típusai alakulnak ki (koaxiális tranzisztor, p-n. tranzisztor, tranzisztor-tettróda, stb.). A tranzisztor, ha nem is fogja a rádiócsövet kiszorítani, valószínű, hogy a gyengeáramú elektrotechnikának azzal egyenlő rangú fontos eszköze lesz.

Végül ismerkedjünk meg a tranzisztor működésével elméleti szempontból is. Már 1900-ban Drude a fémek nagy elektromos vezetőképességét, a fémekben nagyszámban jelenlevő »szabad« elektronokkal magyarázza. Eszerint a fém képe lényegében az, hogy az elektronok gázszerűen veszik körül a helyhez kötött pozitív ionokat. Ha azonban az elektronok minden szilárd testben így viselkednének, gyémánt és ezüst egyaránt jó vezető kellene hogy legyen, pedig ez nem így van. A szilárd testek fizikájának ezt az egyik legnagyobb nehézségét 1930-ban a kvantummechanika fejlődése oldotta csak meg. A kvantummechanika szerint a szilárd testekben is, a szabad atomok esetéhez hasonlóan, az elektronoknak megengedett és tilos állapotai vannak. Míg azonban az egyes atomokban a megengedett állapotok diszkrét energiaértékeket jelentenek, a szilárd testben e le-

hetséges diszkrét energiaértékek véges vastagságú, sávokká olvadnak össze (lásd 5. ábra).

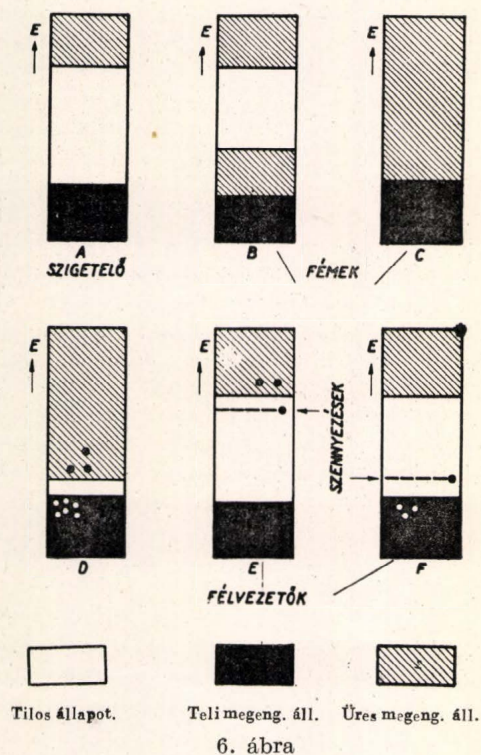
Ha egy megengedett energiasáv teljesen tele van elektronokkal, akkor ezek az elektronok elektromos tér hatására gyorsulni nem tudnak. Ha azonban



5. ábra

a sávban vannak elektronokkal be nem töltött szabad helyek is, az elektronok az elektromos tér hatására gyorsulni tudnak, az üres magasabb energiájú állapotokba tudnak kerülni.

Ezek alapján a 6. ábrán láthatjuk a szilárd testek különböző fajtáit. Az *A* anyagnál egy sáv



6. ábra

teljesen be van töltve, egy meg teljesen üres. Az ilyen anyag szigetelő. A *B* anyagnál egy sáv félig van csak betöltve elektronokkal, a *C* anyagnál pedig a sávok átlapolják egymást. Ezek a jólvezető fémek. A *D*, *E*, *F* anyagok a félvezetők. A *D* anyagnál a tilos zóna szélessége olyan kicsiny, hogy egyes elektronok már a hőmozgás miatt akkora energiára tesznek szert, hogy a fenti üres sávba tudnak jutni, mert a keskeny tilos zónát ütközéseik segítségével is át tudják ugrani. Az *E* anyagnál olyan szennyezések vannak, amelyekből a hőmoz-

gás hatására elektronok tudnak a fenti üres zónába kerülni. Az *F* anyagnál pedig a szennyezések olyanok, hogy a teli sávból tudnak egyes elektronok hőmozgásuk következtében a szennyezésekbe kerülni. Ezért a *D*, *E* és *F* típusú anyagoknál a hőmérséklet emelésével a szabad elektronok száma, és így elektromos vezető-képességük is nő. Az *F* típusú anyagoknál a teli sávban jelentkező elektronhiány, lyuk teszi lehetővé az elektromosság vezetését. Az ilyen típusú vezetést lyukvezetésnek, vagy *p*-típusú vezetésnek és az *E* félvezetőt *p*-típusú félvezetőnek nevezzük. (*p* a pozitív szó első betűje, valóban a lyukak úgy viselkednek, mintha pozitív töltésű részecskék lennének). Ezzel szemben az *E* típusú anyag *n*-típusú félvezető. (*n* a negatív szó első betűje). Úgy szoktuk mondani, hogy most elektronok vezetnek. (Természetesen ez szűkebb értelemben vett értelmezés, mert minden esetben, *p*-típusú félvezetőknél is végeredményben elektronok vezetnek.) A *D* anyagnál elektronok is és lyukak is vezetnek. Az ilyen félvezetőt, amelynél a szennyezéseknek nincs szerepe, »intrinsic«, saját félvezetőnek, az ilyen vezetést saját vezetésnek nevezzük.

Ezek után megérthetjük, hogy pl. a germánium félvezetőben milyen szerepe van a kismennyiségben hozzáadott speciális szennyezéseknek. Ezzel teszik a germániumot *n*-típusú félvezetővé.

Az *n*-típusú germániumnak fémekkel való érintkezésénél a felületen ú. n. záróréteg alakul ki. Ez lényegében potenciálhegy, mely megakadályozza, hogy az elektronok a fémről a félvezetőbe belépjenek. A félvezető *n*-típusú elektronjai azonban a fémbe be tudnak lépni. Ez okozza az egyenirányítást. Nagy áram csak akkor folyik, ha a tűkcontactus pozitív.

A legújabb kutatások szerint azonban germániumnál nemcsak ez történik. A nyitóirányban folyó áram esetén a germánium teli sávjából is elektronok tudnak belépni a fémbe. Az emittercontactus tehát lyukakat bocsát, emittál a germániumba. E lyukak a kontaktustól távolabb csakhamar szétdiffundálnak és a vezetés ott már valóban csak az *n*-típusú elektronok segítségével történik. Ha azonban az előbbi kontaktushoz nagyon közel negatív potenciálú második kontaktust helyezünk el, az ezen lyukakat össze tudja gyűjteni, (»kollektor«). A kollektorhoz áramló lyukak tehát lehetővé teszik, hogy a kollektor elektronjai is be tudjanak lépni a félvezetőbe. T. i. nem az *n*-típusú elektronok üres sávjába lépnek be, hanem a lenti teli sáv ezen lyukjaiba. Tehát a kollektor kontaktuson is áram tud keresztül haladni, míg a lyukak nélkül nem tudott folyni áram, mert e kontaktus feszültsége a záróiránynak felelt meg. Az emittált lyukak segítségével tehát a kollektor áramát szabályozni lehet. Ez a tranzisztor alapelve.

Bodó Zsolt

Távközlési Kutató Intézet
III. sz. laboratóriuma
Budapest

A kulatás szerepe egy iparág fejlődésében

A természeti erők közül a sötétség és a hideg volt az, amelyek ellen ősidők óta a legnagyobb küzdelmet folytatta az ember. Az első nagy diadal ezen a téren a tűz szándékos felhasználása volt. A mai világítástechnikai tudomány sok évezred fejlődésének eredménye. Jelen cikk keretében azonban nem kívánok foglalkozni azzal a hosszú és fáradságos úttal, amelyet az emberi találékonyság megtett, míg a villámtól felgyújtott, lobogva égő fatörzs fényének felhasználásától eljutott az elektromos ívlámpáig. Nem kívánok kitérni arra, hogy hány feltaláló foglalkozott az olajmécses, a petróleumlámpa és a gázlámpa tökéletesítésével, hiszen nem célom a világítástechnika történetét e helyen ismertetni, ehelyett inkább a szervezett, tervszerű kutatómunkának szerepét és különösképpen a magyar kutatóknak az izzólámpa fejlesztése terén végzett alapvető munkáját kívánom tárgyalni.

A kapitalizmus és a gyáripár fejlődése során az első iparág, amely rájött arra, hogy mennyire hasznos szolgálatot tesz a szervezett kutatás az ipari termelésnek, éppen az izzólámpagyártás volt.

Az elektromos áram hőhatásának felismerése után Lodygin orosz kutató készítette 1875-ben az első izzó szénrúd felhasználásával működő izzólámpát. Lodygin azonban a cári elnyomás alatt sýnylőddő Oroszországban élt, ahol találmányát csak lassan tudta továbbfejleszteni. Körülbelül ugyanebben az időben kísérletezett az Egyesült Államokban Edison is a villamos világítás tökéletesítésén. Edison ebben az időben már ismertnevű feltaláló volt, akinek megfelelő tőke, laboratórium és kellőszármú segítőgárda állott rendelkezésére. Mődjá volt anyagi gondoktól függetlenül újabb és újabb kísérletsorozatok elvégzésére, számos segítőtársának munkájával ki tudta keresni a legtökéletesebb és legmegfelelőbb anyagot, ki tudta dolgozni a legtökéletesebb eljárásokat a lámpa kiszivattyúzására, majd hosszú megfigyeléseket végezhetett a kész példányok égetés során való viselkedésének megismerésére. Ennek eredménye az volt, hogy mikor 1879-ben, tehát 4 évvel Lodygin után, találmányát — az evakuált búrában izzó szénszálas lámpát — publikálta, azt azonnal üzletileg is értékesíteni tudta és igen gyorsan el is terjesztette.

A következő évtizedek az izzólámpavilágítás és a gázvilágítás közötti mindinkább élesedő versennyel jellemezhetők. Az izzólámpa megjelenésekr az izzólámpával való világításnak a gázvilágítással szemben számos előnye volt, mint pl. könnyű kezelhetőség, egyszerű gyújtás, az izzólámpa nem rontotta a levegőt, nem fogyasztotta az oxigént, nem adhatott alkalmat gázmérgezésre, kisebb volt a tűzveszély, stb. stb., de még nem tudott versenyezni a gázvilágítás olcsó árával.

Mikor azonban a három magyar kutató: Zipernovszky, Déri és Bláthy kidolgozták az elektromos áramnak transzformátorokkal történő olcsó elosztási rendszerét, az elektromos világítás ár tekintetében is versenytársa lett a gázvilágításnak. Úgy látszott, hogy a gázvilágítás napjai már meg vannak számlálva, mikor megint egy újabb találmány a gázvilágítás javára billentette a mérleget. Ez a találmány Auer Károly német kutatónak izzóteste, népszerűen az Auer-harisnya volt. Az Auer-féle égő két jelentős felismerést állított a világítástechnika szolgálatába: először azt a Bunsen által felfedezett tényt, hogy ha világítógazt elégetés előtt a megfelelő mennyiségű levegővel összekeverjük, úgy a gázláng hőmérséklete lényegesen magasabb lesz, viszont a tökéletesebb és a láng köpenyében egyenletesebb elégetés miatt a koromszemcsék kiválása, amely a láng világítóképessegét adta, megszűnik. Auer ezzel a nem világító, de az eddigieknél sokkal melegebb lánggal egy olyan izzótestet hevített fel, amelynek sugárzási tulajdonságai a régi gázláng fényét adó koromnál sokkal kedvezőbbek. A korom ugyanis, mint fekete test, a láng hőfokán a kisugárzott energiának túlnyomó részét infravörös sugárzás formájában bocsátja ki. Ezzel szemben az Auer által alkalmazott thoriumdioxid és cériumdioxid keverék ú. n. szelektív sugárzó testet alkot, amely adott hőfokon lényegesen kevesebb energiát sugároz ki az infravörösben, mint a vele azonos hőfokú fekete test, ezzel a szemben láthatóan majdnem ugyanannyi a sugárzása, mint a fekete testé. Ebből az következik, hogy adott energiával hevítve több lesz a láthatóba eső sugárzás. Ez az Auer-féle égő már komoly versenytársa volt a szénszálas izzólámpának.

Elsősorban a világítás költsége egy Auer-féle égővel működő gázlámpánál (a helyi viszonyoktól függően) kb. tizedrésze és harmadrésze között volt a szénszálas izzólámpa költségeinek. Másik nagy előnye abban állott, hogy az Auer-égő fényének színe élénkfehér volt, szemben a szénszálas lámpa narancsvörös színével. Ez a találmány megint hosszú időre életképesse tette, dacára ismert kényelmetlenségeinek, a gázvilágítást. Hiszen még ma is sok helyen láthatjuk üzemben Budapest utcáin az Auer-féle gázlámpákat.

Az elektromos világítás terén azonban egy pillanatra sem szűnt meg a kutatók lázas munkája. Az izzólámpagyárak mind több és több mérnököt, fizikust és kémikust bíztak meg új izzószálanyagok kikutatásával. Hosszú ideig rejtélyesnek látszott, hogy miért nem lehet a szénszálat tartósan még sabb hőfokon izzítani, mint ahogy ez az Edison-féle lámpánál megvalósításra került. Hiszen a szén olvadáspontja jóval 3000 C° fölé van, mégis a szénszálas lámpával nemigen tudtak

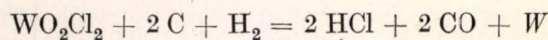
tartósan 1800 C° fölötti fonalhőmérsékletet elérni. Ma már tudjuk, hogy ennek oka a szén magas gőznyomásában rejlik. A szén már jóval olvadáspontja előtt rohamcsán párologni kezd és ezáltal a fonal gyors kiégését és a lámpabúra rohamos feketedését idézi elő. További hátrányos tulajdonsága volt ezeknek a kezdetben alkalmazott szénszálaknak, hogy elektromos ellenállásuk a temperatura növekedésével erősen csökkent. Ez azt idézte elő, hogy bizonyos hőfokon felül meg volt annak a veszélye, hogy a lámpák instabilakká válnak. A kutatásnak itt két irányban nyílt tere. Az egyik a szénszál tulajdonságainak javítása, a másik pedig szén helyett más anyagok alkalmazása izzólámpafonal céljaira. Az amerikai ipar az első utat választotta és fokozatosan javította a szénszál tulajdonságait olyan módon, hogy eljárásokat dolgozott ki a szén minél tömörebbé tételére, szennyezésektől való megtisztítására stb. Ilyen módon valóban sikerült is nekik a szénszálak hatásfokát és élettartamát lényegesen megjavítani. Ezzel szemben Európában azon dolgoztak, hogy a szén helyett más anyagokból készítsék a lámpa izzószálát. Így pl. a német Siemens-cég tantálfémből készített eléggé használható és a szénszálnál lényegesen jobb izzótesteket. Egy másik cég ozmium-vegyülettel átitatott ramie fonalat (növényi rost, amelyet az Auer-harisonyához is használtak) izzított ki vákuumban, majd oly módon kezelte, hogy a ramie-fonal izzítása után visszamaradó szénrészecskék eltávolíttassanak. Ily módon sikerült tiszta ozmiumból készült szálakat készíteniök. Ezek voltak a mai Osram-lámpáknak az ősei.

Mindezekkel szemben az Egyesült Villamossági Rt.-nál dr. Juszt Sándor és Hanaman Ferenc kutatók egész más irányban kezdtek dolgozni. Megállapították, hogy az összes fémek közül a wolfram az, amely tartósan a legmagasabb hőfokra izzítható. Ebben az időben azonban wolframot csak por alakjában tudtak előállítani. Juszt és Hanaman igen szellemes eljárást dolgoztak ki — az addig megmunkálhatatlannak látszó wolframfémből — fonalak előállítására.

Lodygin az izzólámpa fejlesztésével kapcsolatos kísérletei során kidolgozott egy eljárást platina- vagy szénszálak felületének wolframmal való bevonására. Az ő eljárása abból állott, hogy a bevonandó szálát wolframoxiklorid gőzének és hidrogénnek elegyében izzította, mikor is a szálon wolframbevonat keletkezett.

Juszt és Hanaman rájött arra, hogy ezt az eljárást fel lehet tiszta wolframfémből álló izzószál előállítására is használni.

Ha ugyanis egy szénszálat a megfelelő hőfokon wolframoxiklorid gőzében hevített, úgy a következő reakció létesült:



Ha ezt megfelelő ideig folytatta, el tudta érni, hogy a szénszál teljes mértékig wolframmal helyettesítődött.

Ez az eljárás szolgált kiindulópontjául annak a nagyszabású kísérletsorozatnak, amelyet az újpesti Egyesült Villamossági Rt. sikeresen be is fejezett. Ez a kutatómunka vetette meg a magyar izzólámpagyártás világviszonylatban is első közé való fejlődésének alapját. Az új wolfram-izzószállal készült lámpák HGy-ként kb. 1 watt energiát fogyasztottak, szemben az akkori legjobb szénszálak lámpa 3,5 W fogyasztásával. Nem csoda tehát, ha a gyár, amely addig főleg telefon-, távíró-stb. készülékeket gyártott, rövidesen gyártásának súlypontját az izzólámpagyártásra helyezte, ami már nevének megváltoztatásából (1907. óta Egyesült Izzólámpa és Villamossági Rt.) is kitűnik.

A wolframnak izzószál gyanánt való alkalmazása, melyet először ez a magyar cég valósított meg, egyrészt egy csapással biztosította a magyar ipar tekintélyét, másrészt fokozott erőfeszítésre készítette a külföldi ipart is.

A wolfram előállítására eredetileg kidolgozott módszert rövidesen újabb módszerek váltották fel, amelyek közül az ú. n. porkohászati eljárással készült rudak kovácsolása, majd húzása útján történő huzalkészítés vált be legjobban és maradt ma is használatban. A gyártási módszerek tökéletesítésére irányuló kutatások mellett világszerte megindult a kutatómunka a lámpa gazdaságosságának javítására is. Ez a kutatómunka terelte első ízben a figyelmet arra a tényre, hogy valamely iparcikk fejlesztéséhez mennyire szükséges az alaptudományok ismerete és mennyire fontos az, hogy az ipartelepek mellett, azok munkáját elősegítve, tudományos kutatólaboratóriumok is működjenek, ahol a kutatás szervezeten, adott cél érdekében folyik.

Az első ipari kutatóintézeteket világszerte mindenütt az izzólámpagyárak létesítették. Így hazánkban is az első ipari kutatólaboratóriumot az Egyesült Izzólámpa és Vill. Rt. szervezte meg Pfeifer Ignác vezetésével.

Ezeknek a kutatólaboratóriumoknak a munkája nem is maradt eredmény nélkül. Az első lényeges javítás, amellyel a wolframszálak izzólámpa hatásfokát növelni sikerült, a gáztöltés alkalmazása volt. Mint ismeretes, az izzószállal elérhető legmagasabb hőfokot, tehát a lámpával megvalósítható legjobb ökonómiát a szál párologása szabja meg. (Éppen ennek felismerése vezetett arra, hogy a magasabb olvadáspontú, de jól párologó szén helyett a valamivel alacsonyabban olvadó, de sokkal kevésbé párologó wolframot alkalmazzák.) Azt is rég ismerték, hogy egy adott gőznyomású anyag párologását erősen lehet csökkenteni, ha azt nem vákuumban izzítják, hanem valamely gázzal veszik körül.

Ezt a módszert kipróbálták a wolframnál is. Itt természetesen csak olyan gázok jöhettek számításba, amelyek kémiaiilag nem támadják meg a wolframot, azaz a nemes gázokon kívül csak a hidrogén, vagy nitrogén.

A régebbi kutatók egybehangzóan azt találták, hogy a gáztöltés alkalmazása nem hogy javítaná,

hanem minden esetben rontja a lámpa hatásfokát. Igazolódott ugyan, hogy a párolgás mértéke lényegesen kisebb gáztöltés alkalmazása esetén, a szál tehát magasabb hőfokra volt hevíthető, mint vákuumban és így módon sugárzásának nagyobb hányada jutott a látható színek tartományba — azonban az így elérhető nyereséget messze túlhaladta az a hátrány, hogy a hevítéshez szükséges energia a gáztöltés által elvezetett hőmennyiségnek megfelelően megnőtt. Így az 1910-es évekig az volt az általánosan elfogadott vélemény, hogy az izzólámpákban az elérhető legjobb vákuumot kell létesíteni és mindenféle gáznak még a nyoma is csak hátrányos lehet a lámpa szempontjából.

Langmuir foglalkozott behatóan annak a kérdésnek tanulmányozásával, hogy milyen szerepe is van az izzólámpában visszamaradó gázoknak. Meg akarta állapítani, hogy mennyire szükséges és mennyire érdemes növelni a lámpában létesített vákuumot. Hogy erre a kérdésre választ kapjon, kísérleteket végzett ellentétes irányban is. Megpróbálta a lámpákat szándékosan nagy nyomással tölteni és kereste annak a folyamatnak a mechanizmusát, hogy miképpen adódik át a hőenergia az izzószálból a gáznak.

Azt találta, hogy ez a hőátadás főleg az ú. n. konvekció útján történik, vagyis a szál közelébe jutó gáz felmelegszik, felfúvódik, helyébe újabb, hidegebb gáz áramlik és így tovább, tehát az így keletkező konvekciós áramok viszik el a szál melegének legnagyobb részét. Ezen ismert jelenség mellett azonban azt a rendkívül érdekes tényt is észlelte, hogy a szál közvetlen közelében levő gázréteg nem vesz részt a konvekciós áramlásban, hanem a lámpa fonalát egy aránylag elég nagy átmérőjű, nyugalomban levő — a később róla Langmuir-féle rétegnek nevezett — gázréteg veszi körül. A hőleadás nem magának a fonalnak a felületén, hanem ezen, a szinte nyugalomban levő rétegnek a külső felületén történik, vagyis adott hőfok, valamint gázösszetétel esetén a hőveszteségek nem a huzal valóságos felületével, hanem ennek a rétegnek a külső felületével arányosak. Ha tehát a huzalból egy olyan tömött tekercset (helytelenül spirálisnak szokták az iparban nevezni) készítenek, hogy az egyes menetek még ezen nyugalomban levő »gázhüvelyen« belül maradnak, úgy a konvekciós veszteségeket igen nagymértékben le lehet csökkenteni. Tovább vizsgálva a jelenségeket, azt találta, hogy a lámpának a fonalát így feltekercselve és a lámpát Ar-nal vagy N_2 -nel töltve, a hőfokot annyira növelheti, az adott élettartam megőrzése mellett, hogy a lámpa gazdaságossága az eddig használt vákuumlámpákhoz képest megkétszerezhető volt. Az ilyen módon készült gáztöltésű lámpák valóra is váltották a hozzájuk fűzött reményeket és egyrészt az izzószál magasabb hőfoka miatt szebb színű fényük, másrészt jobb hatásfokuk folytán komoly haladást jelentettek a világítástechnika terén.

Ez volt a helyzet az első világháború után, amikor az Egyesült Izzólámpa és Vill. Rt. kutatólaboratóriuma megkezdte működését. Az izzólámpával foglalkozó kutatóink két probléma megoldását tűzték ki feladatuk:

1. Lehet-e az eddig használt argon- és nitrogéntöltés helyett a lámpa gáztöltését úgy megváltoztatni, hogy ezáltal a lámpa gazdaságossága és minősége lényegesen javuljon.

2. Lehet-e az izzószál anyagául használt wolframfém gyártási technológiáját, vagy esetleg összetételét úgy módosítani, hogy ezáltal a lámpa tulajdonságai kedvezőbbek legyenek.

Mindkét kérdésre vonatkozó kutatások hosszú évek ötletes és kitartó munkája árán komoly eredménnyel végeztek. Az első kérdéscsoporttal dr. Bródy Imre és a vezetése alatt álló kutatócsoport (Theisz Emil, dr. Körösy Ferenc, Kálmán Béláné és még sokan mások) foglalkoztak. Elsősorban a Langmuir-rétegben belül lejátszódó folyamatokat vették vizsgálat alá. Bródyt beható elméleti és kísérleti vizsgálatai arra vezették, hogy (és itt az idevágó szabadalom szövegét idézem): »az izzólámpa élettartamát legfőképpen az ú. n. Ludwig—Soret-féle jelenség szabja meg, amely a következő: Ha egy gázkeverékben hőmérsékleti különbség van, akkor ez koncentrációkülönbséget kelt. Mégpedig abban az esetben, ha az egyik komponens csak relatív kicsiny mennyiségben van jelen a másikhoz képest, és a ritka komponensnek molekulásúlya nagy a többségben jelenlevő komponenshez képest, akkor ez a ritka komponens a melegebb helyről a hidegebb helyre diffundál.« Márpedig a Langmuir-féle réteggel végzett mérések azt mutatták, hogy itt egy igen kis távolságon belülre (a mm tört-részeiről van szó) esik a 2500 C°-os fonal és a csak pár 100 C°-os gáztér közötti teljes hőmérsékletesés. »Emiatt a Soret-effektus is igen nagy, tehát a fentebb leírt szabály szerint a gázban relatív kis koncentrációban jelenlevő wolframgőz, mint nagymolekulájú ritka komponens nagy sebességgel diffundál a hidegebb tér felé. Ez érvényes az eddig használt töltőgázoknál, a nitrogénél és argonnál, melyeknek molekulásúlya (28, ill. 40) kicsiny, csak heted-, ill. ötödrésze a wolfram molekulásújának. Lényegesen megváltozik azonban a helyzet a fentebbiek szerint akkor, ha töltőgáz gyanánt nitrogén és argon helyett valamely olyan gázt használunk, amelynek molekulásúlya nagy«. Ezek voltak Bródy alapvető következtetései. Beható vizsgálatokat kezdett és igen nagy gonddal tanulmányozta a wolfram párolgását különféle gázatmoszférákban. Először is megnézte, milyenek a viszonyok hélium esetén, amely gáz molekulásúlya tudvalevőleg az argonénak egytizede, így tehát ez esetben a Soret-effektusnak igen erősen érvényesülnie kell. Valóban még jól emlékszem azokra az izgalmas kísérletekre, midőn a héliumtöltésű lámpák rohamosan egymás után égtek ki, annak ellenére, hogy a hélium éppoly kevésbé támadja meg a wolframot, mint az argon. Bródy

feltevése tehát teljes mértékig igazolódott. Azt ugyanis mindenki előre látta, hogy héliummal töltött lámpáknál ugyanolyan hőfok eléréséhez azonos méretű szál esetén is sokkal több watt bevezetésére van szükség, mint argon esetén, mert hiszen a héliumnak a hővezetőképessége sokszorosa az argonénak. Az azonban már egyáltalán nem volt a régi ismeretek alapján várható, hogy a lámpáknak az élettartama is rövidebb lesz azonos méretű és azonos hőfokú szál esetén. Az élettartam rövidülése, vagyis a wolfram párolgási sebességének növekedése a kísérletek során pontosan annyinak mutatkozott, mint amennyit Bródy a Soret-effektus alapján előre kiszámított.

Ezen első kísérlet sikere után következett a gyakorlatba való átültetés. Milyen gázt kellene választani argon helyett? A legkézenfekvőbb gondolat az volt, hogy az argonnál nehezebb nemesgázakat, kryptont vagy még inkább xenont kell használni. Igen ám, de ezek a gázak akkoriban még teljes mértékben megfelelték francia nevüknek, igazán rendkívül ritka gázak voltak. Spektroszkópiai kísérletek céljaira készítettek belőlük egészen kis mennyiségeket. A krypton ára literenként kb. 2000 márka, a xenoné pedig még ennél is magasabb volt. Így tehát valóban nehéz volt arra gondolni, hogy ezen gázakkal tömeggyártás-szerűen izzólámpákat töltsenek. Hiszen egy izzólámpánál (amelynek eladási ára csak 1—2 pengőt tett ki) csak a töltőgáz belekerült volna pár száz pengőbe. Pedig néhány eredménytelen kísérlet után — melyeknél a lámpát higanygőzzel, vagy wolframhexafluoriddal próbálták tölteni — kiderült, hogy ez az egyetlen lehetséges út.

Bródyék most szívós munkába kezdtek. Először is megállapították, hogy mennyi is a levegő kryptontartalma, mert az irodalmi adatokban még erre vonatkozólag is 1 : 10 arányú szórással volt. Pontos spektroszkópiai mérésekkel Körösy kimutatta, hogy a levegő minden köbméterében kb. 1 cm³ krypton található.

A következő feladat volt gazdaságos eljárást kidolgozni kryptonnak a levegőből való kivonására. Nagy német és francia cégekkel léptek tárgyalásokba. Ezek kimutatták, hogy ha a kryptont, mint az oxigéngyártás melléktermékét akarják kinyerni — szerintük pedig ez az egyetlen járható út — akkor is a gáz ára oly magas lesz, hogy az lámpagyártási célokra már nem fizetődik ki.

Ebben a helyzetben támadt Bródynak az a gondolata, hogy a kryptont nem mint az oxigéngyártás melléktermékét, hanem mint fő terméket próbálják előállítani, és erre ki is dolgozott egy megfelelő eljárást. Hosszas vita és ellenőrző számítások után végre megtörtént a döntés és a veszprémmegyei Ajkán létre is jött a kryptongyár.

Kiderült, hogy Bródy elgondolásai teljes mértékben helyesek, milliószámra gyártották a kryptonlámpákat, melyek a magyar ipar hírnevét világszerte hirdették.

Viszont Bródy maga és egész családja hazájától távol, mint a fasizmus egyik áldozata végezte életét.

A második kutatócsoport az izzótest fém-anyagának, a wolframnak megjavításával foglalkozott. Azt már régóta tisztázták, hogy az izzótest készítésére az összes elképzelhető anyagok közül valóban a legalkalmasabb a Jusztt és Hanaman által először ajánlott wolfram, de az is tisztán állott a kutatók előtt, hogy ennek a fémnek a kristálystrukturáját feltétlenül lehet és kell is még módosítani, hogy az optimális eredményt kaphassák meg. A főcél az volt, hogy az üzemi magas hőmérsékleten kellő szilárdsággal bírjon és a megkívánt hosszú ideig (nagyságrendben 1000 óra) formatartó izzótestet lehessen készíteni a néhány század mm átmérőjű wolframhuzalból tekercselt spirálisból. Ezt a munkát dr. Millner Tivadar és Tury Pál vették kézbe. Hosszas kísérletezés során tisztázták, hogy a fém tulajdonságait döntő módon befolyásolják a benne található 0,01%-nyi, vagy még ennél is kisebb mennyiségű szennyezések. Először tehát kidolgoztak egy olyan eljárást, amelynek segítségével elő tudták állítani a világon a legtisztább wolframfémeket. (Ez nem frázis, mert valóban a világ egyik gyára sem tudta megközelíteni a tisztaságnak általuk elért fokát.) Ez a tiszta fém azonban — mint kiderült — nem volt a legalkalmasabb izzótestek készítésére, de igen jó kiindulási anyagnak bizonyult a további kísérletekhez. Rájöttek arra, hogy akkor kapják a legjobban megmunkálható és üzemkészen a legformatartóbb wolframot, ha olyan adalékanyagokat visznek be a feldolgozandó fémporba, amelyek a készítés során gőznyomásuknál fogva bizonyos feszültséget idéznek elő a fém belsejében és ezáltal biztosítják a rudak nagykristályos szerkezetét, majd azt, hogy megmunkálás után az ezen rudakból készült spirálisok is újra oly módon rekristallizálódnak, hogy az egyes kristallitok átnyúlnak a spirális több menetén. Ezen módszerrel olyan wolframhuzal készül, amelyik spiralizálás után még egyszer spiralizálva (mint ú. n. duplaspirál) kerül a lámpába és ott 2500—2800° C hőmérsékleten még 1000 óra után is változatlanul megtartja eredeti alakját.

Az itt ismertetett tervszerű kutatás csak néhány kiragadott példa abból a szisztematikus munkából, amely biztosította azt, hogy a Magyarországon készült izzólámpa a világpiacra is keresett és jól megfizetett exportcikké vált.

Felmerül azonban a kérdés, hogy mint fényforrás, vajjon az izzólámpa-e a legtökéletesebb? Bizonyos, hogy egyszerűség, olcsóság, könnyen kezelhetőség és üzembiztonság szempontjából a mai napig utolérhetetlen és hosszú ideig az is fog maradni.

De ha mint energiaátalakító berendezést tekintjük — bár az első lámpák piacrakerülése óta eltelt 73 esztendő alatt a lámpák hatásfoka kb. ötszörösére javult — még mindig elég messze vagyunk a kívánt céltól. Az izzólámpa fényének

megfelelő szín esetén 1 W bevezetett energiáért 300 Lm fényteljesítmény felel meg a 100% hatásfoknak. Ezzel szemben a régi szénszálas lámpa csak kb. 3 lument, míg egy mai lámpa is mindössze 12—20 lument ad wattonként. Az izzólámpa tökéletesítésével egyidejűleg megindult tehát a kutatás más fizikai jelenségeknek a világítástechnika szolgáltatásba való állítása céljából is.

Ezek a jelenségek a gázkisülések és a szilárd anyagok lumineszkálása. A gázakon áthaladó áram — mint ismeretes — a gáz atomjait vagy molekuláit világításra gerjeszti. Itt nem állnak fenn azok a korlátok, melyek a temperatura-sugárzóknál már eleve határt szabnak a gazdaságosságnak, úgyhogy ilyen berendezéseknél elvileg sokkal jobb hatásfokok várhatók.

Valóban, főleg német kutatók a nátriumgőz, valamint kb. 1 atmoszféra nyomású higanygőz gerjesztésével 40—60 lumen wattonkénti fényteljesítményt értek el. Első pillanatra úgy látszott, hogy ez az óriási ökonómianyeresség ezeket a lámpákat messze az izzólámpák fölé emeli. Kiderült azonban rövidesen, hogy a gázkisülések lámpákkal összefüggő hátrányok: mint pl. az a tény, hogy minden lámpához külön fojtótekercset kell használni, továbbá, hogy ezen lámpák színe a spektrumnak csak egyes vonalait tartalmazza és így a testek színét eltorzítva adja vissza — olyan súlyosak, hogy az említett lámpák csak egész különleges alkalmazási területeken tudtak elterjedni.

A fojtótekercs használatának szükségessége minden gázkisülések lámpánál fennáll. Ezzel szemben a szín javításában már lényeges haladás észlelhető. Holland kutatók rájöttek, hogy a higanygőz nyomásának növelésével a színek vonalai annyira kiszélesednek és a vonalas színek mellett egy olyan intenzív kontinuum is jelentkezik, hogy a lámpák színe már kezd használhatóvá válni. Ahhoz azonban, hogy ilyen úton kellő eredményt kapjunk, a gőz nyomását és így a lámpa hőmérsékletét annyira kellett emelni, hogy az üveg már nem volt erre a célra alkalmas. Kénytelenek voltak tehát a lámpa búróját kvarcból készíteni. Nagyobb nyomás esetén a terhelést annyira kellett növelni, hogy a kvarcbúrát kívülről áramló vízzel kellett állandóan hűteni. Ilyen lámpákat dolgozott ki a holland Elenbaas és Bol. Ők már valóban kielégítő fehérszínű fényt kaptak, azonban olyan áron, hogy minden egyes lámpához külön víz hozzá- és elvezetéséről kellett gondoskodni. Emiatt ezek a lámpák is csak különleges célokra használhatók.

Egészen más irányt jelent a lámpa színének javítására, sőt tetszésszerű szín beállítására a lumineszkáló anyagok alkalmazása. Legelőnyösebbnek mutatkozott az az eljárás, hogy a higanygőzkisülésnek főleg csak a legjobb hatásfokkal gerjeszthető ibolyántúli vonalát gerjesztjük és ennek sugárzását alakítjuk át a lámpa búrójának belsején alkalmazott lumineszkáló bevonattal a kívánt látható fénné.

Ebben az irányban dolgoznak az utóbbi időben a szovjet, a magyar és az amerikai kutatók is. Az amerikaiak közvetlenül az utolsó háború előtt piacra hozták fluoreszcens lámpáikat, melyek fojtótekercs közbeiktatásával a szabványos feszültségű hálózatokra kapcsolhatók és amelyekkel a napfény vagy az izzólámpa fehér színét elég jól megközelítő szint lehet gerjeszteni.

Hasonló lámpák készülnek hazánkban is, 15, 20, 30 és 40 wattos kivitelben, kb. 60 Lm/W hatásfokkal. Ezek már igen nagy elterjedésnek örvendenek; főleg gyárak, irodák, iskolák, üzletek és kirakatok világítására használják.

A fényforrások ezen legfiatalabbjával kapcsolatban — bár az eddigi eredmények is nagyon szépek — még számos elméleti és gyakorlati probléma vár tisztázásra úgyhogy a kutatómunkának még itt nyílik a legágabb tere.

A Szovjetunióban I. Sz. Vavilov — a Szovjetunió Tudományos Akadémiájának nemrég elhunyt elnöke — dolgozott a fluoreszkáló anyagok kutatásán. Ő és iskolája számos, elméleti és gyakorlati szempontból rendkívül fontos eredményre jutott. Ezek a vizsgálatok nemcsak a világítástechnika fejlődésének szempontjából, hanem az anyag szerkezetének tisztázása szempontjából is döntő fontosságúnak ígérkeznek.

Hasonló okokból folytatjuk a lumineszkálással kapcsolatos kutatásainkat mi magunk is. A fénycsövekkel kapcsolatos témákról e helyen nem kívánok részletesebben beszámolni, azonban az izzólámpával kapcsolatos, már befejezett kutatások eredményei is mutatják, hogy a szervezett, tervszerű kutatómunka mennyire fel tud lendíteni egy iparágat.

Míg a kapitalizmus idejében nálunk úgyszólván csak egyetlen ipar — az izzólámpagyártás — területén folyt szervezett tudományos kutatás, ma a népköztársaság jóvoltából minden iparág kapott kutatóintézetet, ahol tervszerű kutatás folyik a szóbanforgó terület összes fontos problémáinak felderítésére. A világítástechnika fejlesztésével foglalkozó kutatók is olyan beruházásokhoz és támogatáshoz jutottak már a hároméves terv és az ötéves terv eddigi szakaszának keretén belül, amilyenre eddig még példa nem volt. Mindez jogosan enged arra következtetni, hogy ezen tervszerű kutatási munka az ötéves terv beruházásainak hatásosságát még meg fogja sokszorozni és iparunk fejlődése elé soha nem látott perspektívák tárulnak.

Természetesen rajtunk, kutatókon nyugszik a felelősség, hogy a belénk helyezett bizalomnak megfelelően s a támogatással arányos teljesítményt nyújtva, vegyük ki részünket a szocializmus építéséből.

Szigeti György

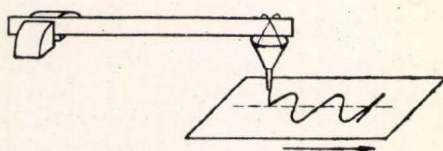
Távközlési Kutató Intézet
Budapest

Előadási kísérletek a rezgőmozgással, hullámmozgással és hangjelenségekkel kapcsolatban

Az alábbiakban rendszerezzük azokat a kísérleteket, amelyeket a középiskolai fizika-oktatásban a rezgőmozgás, hullámmozgás és hangjelenségek tárgyalásánál jól felhasználhatunk. A leírt kísérletekkel kapcsolatban az egyszerűsége, a lejátsszódó jelenség jó megfigyelhetőségére és az esetleg felmerülő méretezési, kísérlettechnikai problémák leírására helyezünk súlyt.

A) Rezgőmozgás előállítása

Vonalzó vagy fűrészlap egyik végét fogjuk satuba, majd a szabad véget pendítsük meg. A vonalzó, illetőleg fűrészlap minden részecskéje rezgőmozgást végez. A mozgás tanulmányozása végett erősítsünk egy hosszú vonalzó végére tölcser és ebbe öntsünk homokot (1. ábra). Miköz-



1. ábra

ben a vonalzó mozgását végzi, húzzunk el alatta üveglapot (kb. $50 \times 40 \text{ cm}^2$) állandó sebességgel. A kiszóródó homok az elmozdulás időbeli változását rajzolja az üveglapra. Ha az üveglapot előzőleg olajos ruhával végigtöröljük, a homok nem szóródik le róla, és a kialakult görbe árnyékvetítésben távolról is jól látható. A tölcser nyílását átfúrt dugó vagy papírsövecske segítségével úgy szabályozzuk be, hogy a homok a kívánt mennyiségben szóródjék ki. A homok száraz legyen és előzőleg szitáljuk át.

Hasonló görbét kapunk akkor is, ha egy hangvilla (esetleg a háztartásban használatos hosszú kétágú villa) egyik szárára $0,1\text{--}0,2 \text{ mm}$ -es fémemezből kivágott tűt erősítünk és a villát megpendítve, a tűt kormozott üvegen végighúzzuk (2. ábra). A tűt szuorkkal, vagy viasz és gyanta

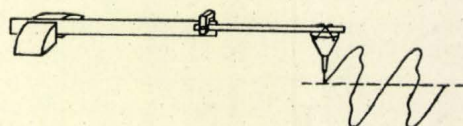


2. ábra

1 : 1 arányú keverékből készült kittel ragasztjuk a hangvillára, a kormozást pedig petróleumos vagy benzolos vattával végezhetjük. Ugyanígy

vizsgálhatjuk a megpendített húr mozgását is. Árnyékvetítésben ezek a görbék is jól láthatók.

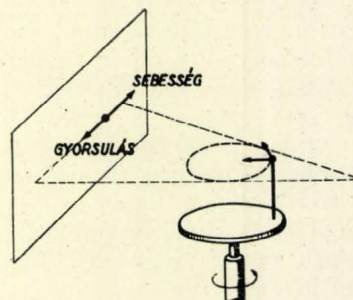
Összetett rezgéseket úgy mutathatunk be, hogy a 3. ábra szerint két vonalzót erősítünk össze és a tölcser és a második vonalzó végére helyezzük. A vonalzók különböző rezgésidőjeük legyenek, az egyik pl. hosszú fejesvonalzó, a má-



3. ábra

sik pedig egy rövidebb, vékony fémvonalzó. A tölcseres kísérletekben néhány cm-es kitérésekkel dolgozzunk. Ha rendelkezésünkre áll hosszú, puha ecset, a tölcser azzal helyettesíthetjük. Az esetet hígított tintába mártjuk.

A rezgőmozgás matematikai tárgyalását megkönnyíti a következő kísérlet. A 4. ábra szerint



4. ábra

centrifuga-gépre vagy kézi fűrőgépre erősítsünk $2\text{--}3 \text{ cm}$ átmérőjű fa-gömböcskét. A gömb kb. 20 cm sugarú körpályán egyenletes körmozgást végezzen. Árnyékképe, ha a kivetítést az ábra szerint végezzük, rezgőmozgást végez. A gömbre erősítsünk papírból vagy hurkapálcából készült nyilakat úgy, hogy az egyik a körpálya középpontja felé mutasson, a másik pedig érintőlegesen helyezkedjék el. Az előbbi a körmozgás gyorsulását, utóbbi pedig sebességét demonstrálja. Ezeknek a nyilaknak a vetülete az árnyékképben helyesen mutatja a rezgőmozgás sebességének és gyorsulásának időbeli lefolyását. Helyes, ha a nyilakra a , ill. v betűket helyezünk, amelyekkel a gyorsulást, ill. a sebességet jelöljük.

Rezgések összetevődésének tárgyalására egyszerű és igen szemléletes összeállítást ismertetett Bernolák Kálmán a Fizikai Szemle 1951. októberi számában. Ezzel a kísérlettel jól előkészíthetjük a tanításban később sorra kerülő interferencia-jelenségeket.

B) Hullámmozgás előállítása

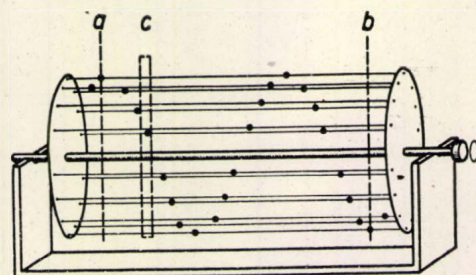
I. *Transzverzális* haladó hullámokat egyszerűen demonstrálhatunk Gyulai Zoltán által a Fizikai Szemle 1950. szeptemberi számában leírt 4–6 m hosszú acélspirállal vagy gumicsővel. Annyit szeretnénk csupán hozzáfűzni e gondolathoz, hogy a visszaverődések elkerülése végett, amelyek a haladó hullám bemutatását feltétlenül zavarják, célszerű a spirált, illetőleg gumicsövet hosszú asztallapra vagy padlóra helyezni. Így a súrlódás miatt a haladó hullám amplitúdója lecsökken, mielőtt még a spirál vagy gumicső másik végét elérné és visszaverődhetne. Ezt a véget rögzítjük és a spirál, illetőleg gumicső alá a jó láthatóság kedvéért fehér papírlapot helyezünk. — Ha a visszaverődést akarjuk tanulmányozni, akkor pedig emeljük fel kissé a spirált a papírlapról, hogy ezáltal csökkentsük a súrlódást. Így a hullámok eljutnak a spirál másik végéig és onnan visszaverődnek. A visszaverődés vagy azonos fázissal vagy ellentétes fázissal történik, aszerint, hogy a spirál másik vége »szabad« vagy rögzített. A szabad véget úgy állítjuk elő, hogy a spirál végéhez kb. 2 m hosszúságú fonalat kötünk és ennek szabad végét rögzítjük. A visszaverődés bemutatásánál célszerű a spirálnak egyetlen félszériusnyi kitérést adni, és ekkor jól megfigyelhető, hogy a spirálon végigfutó alakváltozás ugyanazon az oldalon vagy pedig ellenkező oldalon jön-e vissza.

Transzverzális állóhullámok bemutatásánál ugyanezt a spirált, illetőleg gumicsövet használjuk, most azonban nem helyezzük az asztalra, hanem levegőben tartjuk. Egyik végét rögzítjük, a másik végén pedig megfelelő ütemben folyamatosan keltjük a rezgéseket.

Problémát okoz *longitudinális* haladóhullámok szemléltetése. Erre a célra jól bevált egy ugyancsak 4–6 m hosszúságú, nagy átmérőjű (kb. 6 cm) spirál, mely kb. 1 mm átmérőjű vas- vagy rézdrótból készült. Egyik végét rögzítve, húzzuk szét a spirált, és a másik végén hozzunk létre rajta hirtelen mozdulattal hosszanti irányban egy félszériusnyi kitérést. Ennek következtében a spirálon egy sűrűsödés és egy ritkulás fut végig. A sűrűsödés távolról is jól észlelhető, ha a spirál alá, hasonló módon, mint a transzverzális hullámoknál, fehér papírlapot helyezünk. A spirálon a visszaverődést is láthatjuk, sajnos, nem tudunk azonban különbséget tenni rögzített és szabad végről történő visszaverődések között.

Longitudinális álló hullámmozgás bemutatására Gyulai Zoltán fentebb idézett cikkében találunk leírást.

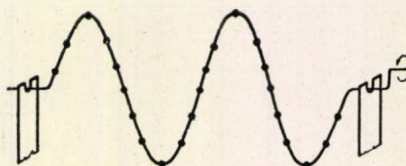
Transzverzális haladó- és állóhullámok tárgyalásával kapcsolatban több kézikönyv egyszerű modelleket is ajánl, amelyek jól mutatják a haladó- és állóhullámok közötti különbségeket. Haladó hullámmozgással kapcsolatban készítsük el az 5. ábrában vázolt berendezést. Két fakorong között vékony drótokat vagy fonalakat feszítünk ki, amelyek hengerpalást alkotói mentén helyezkednek el. A drótokra, ill. fonalakra csigavonalban viaszgömböcskéket erősítünk. Ha a berendezést hossz tengelye körül forgatjuk, a viaszgömbök árnyékképe az ernyőn haladó hullámmozgást mutat be. Célszerű a berendezést úgy kivetíteni, hogy az árnyékképben csak az *a* és *b* vonalak közötti rész lássék. Az állóhullámmozgással



5. ábra

való összehasonlítás végett helyes, ha bemutatjuk külön, egyetlen gömböcskének a mozgását is. Ezt úgy végezhetjük el, hogy egy résalakú diafragmán keresztül (*c*) csak egyetlen gömböcske árnyékképét vizsgáljuk.

A 6. ábra az állóhullámmozgáshoz mutat be modelt. Ez szinuszgörbéhez hasonlóan meghajlított



6. ábra

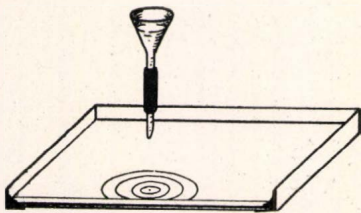
drótból áll, amelyre ugyancsak viaszgömböcskéket erősítünk. Ha a drótot az ábrában megjelölt módon forgatjuk, akkor árnyékképe állóhullámmozgást mutat be. Lesznek olyan gömböcskék, amelyek nyugalomban vannak (csomópontok), viszont lesznek olyanok, amelyek maximális amplitúdóval rezegnek (duzzadási helyek). Most is célszerű a berendezésnek csupán a középső részét kivetíteni.

Transzverzális és longitudinális hullámok terjedésével és visszaverődésével kapcsolatban a későbbiekben, a kapcsolt rezgések tárgyalásánál más eszközöket is bemutatunk.

II. *Felületi* hullámok bemutatására víz hullámokat használunk. Ezek segítségével nemcsak a hullámok terjedését, hanem a hullámelhajlást,

visszaverődés, törés, interferencia-jelenségeket és a Doppler-hatást is bemutathatjuk.

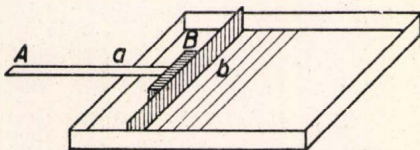
A víz hullámokat kb. 50×60 cm² nagyságú lapos kádban állítjuk elő. A kád hegesztett szögvas keretből áll, fenéke üveglap, amelyet a 7. ábra szerint a vashoz kittelünk. Ha a kittet lakkfestékkel bekenjük, a kád többszöri használat után sem ereszt. Céljainknak ablakkeret is jól megfelel. A vízmagasság a kádban 5–10 mm legyen. A kád oldal falán történő visszaverődések elkerülése végett helyezzünk a kád szélére papír-, vagy vászoncsíkokat, esetleg kavicsdarabokat.



7. ábra

A hullámokat izzólámpa segítségével a mennyezetre vetítjük. A lámpát kb. 1 m távolságra helyezzük a kád alá.

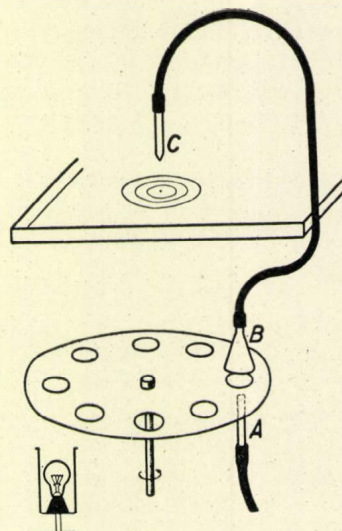
A hullámokat vagy elvékonyított üvegcsőből kifolyó vízcseppek segítségével keltsük (7. ábra), vagy pedig úgy, hogy a víz felületét ujjunkkal ütögetjük. A vízcseppek kifolyását a csatlakozó gumicső szűkítésével (Hoffmann-szorítóval) szabályozzuk. Így »hullámgyűrűket« keltünk. »Sík-hullámokat« is létrehozhatunk, ha a 8. ábra sze-



8. ábra

rint egy hosszú vonalzóra (a) egy másik, kb. 30–40 cm hosszú vonalzót (b) erősítünk, amelynek éle a vízfelületre ér. A vonalzót A végénél rögzítjük, B-nél pedig ujjunkkal le-föl ütögetjük. Így a rajzban jelölt »sík-hullámokat« kapjuk.

Finomabb hullámkeltési módot mutat be a 9. ábra. Az A csővön porszívó, vagy fodorászok által használt »Föhn« segítségével levegőt fújunk keresztül (tüdővel is végezhetjük a fújást). Ezt a levegőáramot centrifuga-géppel megforgatott lyukas korong segítségével periódikusan megszakítjuk. A korong átmérője kb. 50 cm, a lyukak átmérője kb. 5 cm. A korong fölé helyezett tölcserbe (B) tehát lüktető levegőáram jut, amelyet elvékonyított üvegcsővön (C) át a lapos üvegkádban lévő vízfelületre vezetünk. Az üvegcső nyílásának átmérője 1–2 mm, a vízfelülettől való távolsága pedig 2–20 mm. A levegőlökések a vízfelületen »hullámgyűrűket« keltenek. A keltett hullámokat az ismert módon a mennyezetre ve-



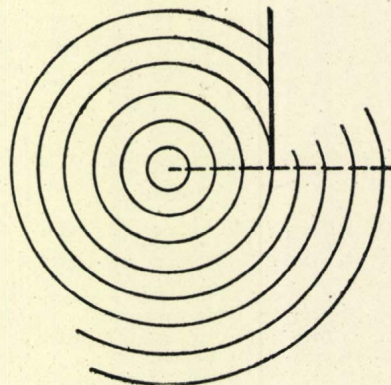
9. ábra

títjük. Célszerű sztroboszkópikus vetítést alkalmaznunk. Az izzólámpát ilyenkor az ábrában megjelölt helyre, a korong alá helyezzük, miáltal a vetítő fényt is ugyanolyan ütemben megszakítjuk, mint a levegőáramot. Így a hullámgyűrűket állni látjuk a mennyezeten, ami megkönnyíti a megfigyelést.

Berendezésünkkel a következő kísérleteket végezhetjük el.

1. Hullámok elhajlása

a) A hullámterjedés útjába a 10. ábra szerint gátat helyezünk (pl. egy élére állított vonalzót).



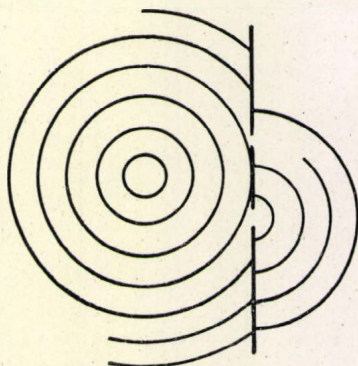
10. ábra

A hullámok a gát mögé hajolnak. Az elhajlás jól megfigyelhető, ha a kád üveglapjára alul papírcsíkot ragasztunk, amit a rajzban szaggatott vonallal jeleztünk.

b) A hullámterjedés útjába helyezzünk két vonalzót, amelyek között rés van. Ha a hullámokat csöppentéssel vagy ütögetéssel keltjük, a rés szélessége kb. 5–10 mm legyen. Lüktető levegőáram esetén keskenyebb, 1–3 mm-es rés-szélességgel dolgozzunk. A rést olyan gyűrűalakú

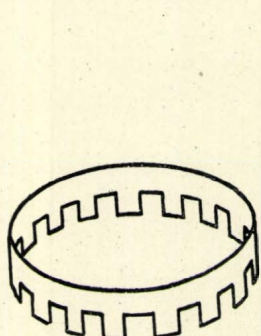
hullámok hagyják el, amelyeknek középpontja a rés (11. ábra). Különösen meggyőző a kísérlet akkor, ha a gyűrűhullámok helyett síkhullámokat keltünk. — A vonalzókról történő visszaverődés elkerülése végett, helyezünk rájuk itatospapírból szalagokat.

c) Helyezzünk a hullámterjedés útjába kb. 10 cm átmérőjű fémgyűrűt, amelyen rések vannak (12. ábra). A rések szélessége 5—7 mm. A hullá-

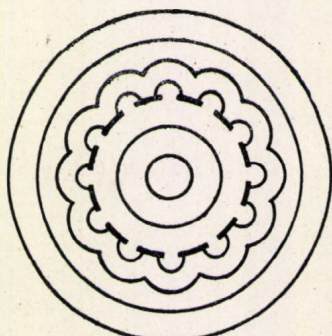


11. ábra

mokat a gyűrű középpontjában keltjük. A réseket elhagyó »elemi hullámok« a fémgyűrűtől távol olyan hullámgyűrűkké olvadnak össze, amelyek-

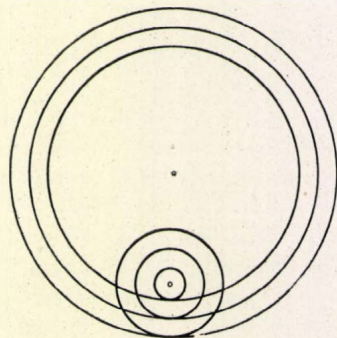


12. ábra



13. ábra

nek középpontja az eredeti keltési pont (13. ábra). Ha a lüktető levegőáramot használjuk hullámkeltésre, akkor 3—4 cm átmérőjű gyűrűvel dolgozzunk, amelyen 2—3 mm széles rések vannak.



14. ábra

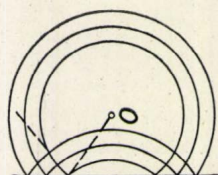
Fémgyűrű helyett esetleg fésűt is helyezhetünk a hullámok útjába.

d) Helyezzünk a hullámok terjedésének útjába függőleges helyzetben egy farudat (pl. ceruzát). A rúd új hullámok kiindulópontjává válik. Ez a kísérlet akkor látszik jól, ha folyamatos hullámkeltés helyett egyetlen ütéssel keltünk csak hullámokat (14. ábra).

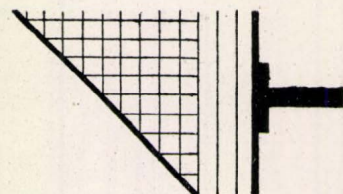
2. Visszaverődés

Egyetlen ütéssel keltünk csupán hullámot és a terjedés útjába helyezünk elére állított vonalzót. A 15. ábrában felrajzolt visszaverődést látjuk. A visszaverődött hullámok úgy haladnak, mintha az O-pont tükörképéből, azaz O'-ból indulnának ki. Az ábrába egy »sugar« útját is berajzoltuk szaggatott vonallal.

A 16. ábrában síkhullámok visszaverődését tüntettük fel. A jelenség bemutatásánál az egész

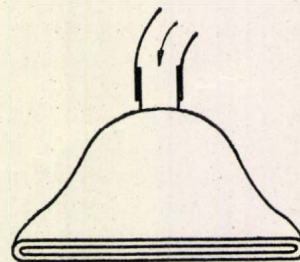


15. ábra



16. ábra

vízfelületet kihasználtuk; gondolhatunk azonban arra is, hogy a visszaverődés jobban megfigyelhető, ha gátak behelyezésével csupán egy »nyalábot« engedünk át és ennek visszaverődését vizsgáljuk. A gát szélein létrejövő elhajlás-jelenség azonban a megfigyelést zavarja. Lüktető levegőáram segítségével is előállíthatunk »síkhullámokat«, és pedig jól határolt nyalábot kapunk, ha a levegőáramot 6—7 cm hosszúságú, kb. 0,5 mm szélességű résen engedjük át. Ilyen rést úgy készítünk, hogy kb. 4 cm átmérőjű, 4—5 cm hosszúságú rézcsőnek egyik végét laposra kalapáljuk. Ilyen eszközt mutat be a 17. ábra.

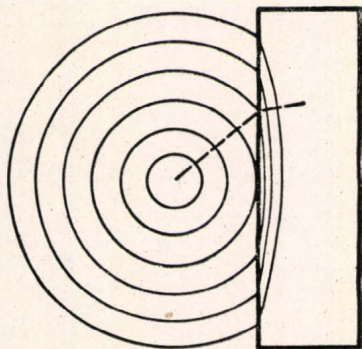


17. ábra

3. Törés jelensége

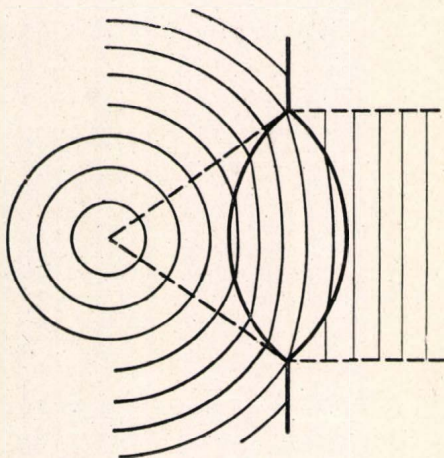
a) Helyezzünk a kádba kb. 10×20 cm²-es üveglemezt úgy, hogy a víz éppen elfedje. Az üveglemez feletti vékony vízrétegben a hullámhossz és a hullámgyűrűk görbülete kisebb, mint a

vastagabb vízrétegben (18. ábra). Ennek oka az, hogy a vékony vízrétegben a hullámok terjedési sebessége kisebb, mint a vastagabb rétegben. Ha egy sugár mentén vizsgáljuk a hullám továbbterjedését, akkor a terjedési sebességek különbözősége miatt az ismert törés jelenségét látjuk. Ábránkra szaggatott vonallal berajzoltuk egyetlen sugár útját. Hasonló jelenség játszódik le tehát a vízhullámokon is, mint amit fény esetében észlelünk, amikor terjedési sebessége lecsökken, ha pl. a fény levegőből üvegbe hatol.



18. ábra

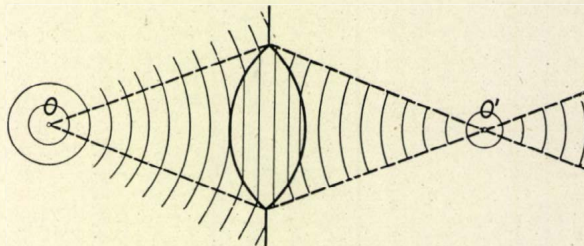
b) Helyezzünk a kádba üveglemezből kivágott »domború lencsét«, amelynek hossza kb. 8 cm, szélessége pedig kb. 4 cm. A lencsét gátak segítségével diafragmázzuk. Ha a hullámkeltés a »lencse fókuszában« történik, akkor a lencsét síkhullámok hagyják el. Ezt látjuk a 19. ábrában,



19. ábra

amelybe a lencsén keresztülhaladó nyaláb határoló sugarait szaggatott vonalakkal berajzoltuk. A lencse feletti vízréteg vastagsága a kísérletben lényeges szerepet játszik és ezt esetenként kísérletezzük ki. Túlvékony vízréteg nem jó, mert a

hullámok lefékeződnek és nem jutnak túl a lencsén, vastag vízrétegnél pedig kicsiny a lefékezés és így a hullámgyűrűk görbületében beálló változás nem meggyőző. Kb. 1–2 mm-es vízrétegek

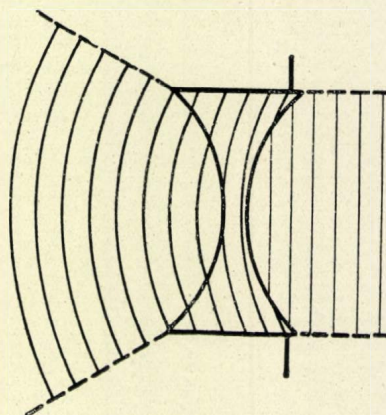


20. ábra

kel kísérletezzünk. A kísérlet igen értékes abból a szempontból, hogy a hullámok terjedését a »lencse belsejében« is követhetjük, ami optikai lencséknél nem lehetséges.

Egy másik kísérletet mutat be a 20. ábra, amelyben az O-pont »képét« hoztuk létre az O' pontban. O a tárgypont, O' a képpont.

Igen tanulságosak a »homorú lencsével« végzett kísérletek is, amelyek egyikét a 21. ábrában mutatjuk be.



21. ábra

A töréssel kapcsolatos kísérletekben a hullámokat lüktető levegőárammal keltettük. Az említett másik két keltési mód ezekben a kísérletekben nem vezetett eredményre, valószínűleg azért, mert ezeknél nem eléggé homogének a keltett hullámok. Ez a megjegyzés a további kísérletekre is vonatkozik.

Tamás Gyula és Tarján Imre
Eötvös Loránd Egyetem
Orvosi Fizikai Intézet

(Folytatása következik)

A tavaszi hónapokban az Eötvös Loránd Fizikai Társulat munkájának súlypontját az ezévi közgyűlés, valamint a II. Magyar Fizikus Vándorgyűlés megrendezése képezte. A közgyűlésről, a vándorgyűlésről, valamint a rajtuk elhangzott felszáznál több előadásról lapunk más helyén számolunk be.

Klubestéink egy részén a régi szokásnak megfelelően Társulatunk tagjai újabb kutatásaikról és az ezzel kapcsolatos külföldi eredményekről számoltak be. Március hónapban, a Magyar-Szovjet Barátsági Hónap keretében előadássorozatban ismertettük a szovjet tudomány legújabb eredményeit, különösen olyan területekről, amelyen magyar fizikusok is dolgoznak. Az előadások után elhangzó hozzászólások rámutattak a szovjet eredmények hazai alkalmazási lehetőségeire. A szélesebb körökkel való kapcsolat szorosabbá tételére a szovjet fizikusok eredményeit ismertető előadások egy részét azokban az ipari kutatóintézetekben tartottuk meg, amelyek azon a területen a leginkább érdekeltek.

Az elhangzott előadások a következők voltak:

K l u b e s t é k

Febr. 18. Fényes Imre

A kvantummechanika valószínűség-számítási megalkotása és interpretációja

Az előadó elmúlt évben elhangzott előadásához kapcsolódva rámutatott a kvantummechanika kontinuitási egyenletének és a valószínűség-számítás Kolmogorov-Fokker-egyenletének azonosságára. Ebből levonta azt a következtetést, hogy a kvantummechanika módszerei éppúgy valószínűség-számítási módszerek, mint pl. a diffúziószámítás, ezért éppen úgy megengedik egy későbbi determinisztikus elmélet lehetőségét, mint pl. a klasszikus statisztikus mechanika. Az előadást követő élénk vitába bekapcsolódtak többek között Gombás Pál, Gyulai Zoltán, Kovács István, Jánossy Lajos és Novobáczky Károly akadémikusok is.

Február 25. Szelényi Tibor

Fotoemulzióban keletkező kozmikus csillagokról

Az előadó ismertette azokat a lehetőségeket, amelyet az emulziós módszer nyújt a kozmikus részecskék vizsgálatára. Részletesen foglalkozott a π -mezónok keletkezésére vonatkozó megfigyelésekkel, összehasonlította ezeket a mezonkeletkezést leíró elméletek állításaival. Előadás után az előadó emulziós felvételeket mutatott be, melyek egyrésze Magyarországon készült.

Március 10. Cornides István

A kristálymagképződés problémái

Az előadó a szilárd testek fizikájának egyik legproblematisabb fejezetét, a kristálygócok képződésére és növekedési sebességükre vonatkozó vizsgálatokat foglalta össze. Megmutatta ezen a területen a kísérleti és elméleti kutatás szoros egymásrautaltságát és kölcsönhatását. A vitás kérdések felsorolása után beszámolt saját kísérleteiről is.

A Magyar-Szovjet Barátsági Hónap klubestéi

Március 3. Backhaus Richárd

A szovjet ultrahang-kutatás eredményei a biológiában

Március 17. Greguss Pál

A szovjet ultrahang-kutatás eredményei a kémiában

A két előadás a nagy energiaközlést lehetővé tevő ultrahang-besugárzás kémiai és biológiai vizsgálatokban való alkalmazásáról számolt be a szovjet kutatások alapján. Mindkét területen megindult magyar kutatások a szovjet eredmények gyümölcsöző továbbfejlesztését ígéri.

Március 24. Hajman Ottó

Vavilov: »A fény mikroszerkezete« című könyvéről

Az ezévi Sztálin-díjjal kitüntetett könyv a kiváló szovjet fizikus többévtizedes kutatásait foglalja magában. Különösen érdekesek azok a klasszikusan egyszerű, de a fény-sugárzás lényeges vonásait megvilágító kísérletek, amelyek a fényenergia kvantumos ingadozásaival kapcsolatosak. A szem kellő gyakorlattal 10–100 kvantumot tartalmazó fényfelvillanásokat is észlelni tud, ezeknél már a kvantumos ingadozások számottevőek lehetnek. Előadó ismertette, miként tudta Vavilov a szemet a kvantumos fluktuációkat kimutató objektív mérőeszközként használni.

Március 31. Hoffmann Tibor

Frenkel »Bevezetés a fémek elméletébe« című könyvéről

Frenkel magyar nyelven megjelent könyve könnyen érthető stílusánál fogva különösen alkalmas a fémek kvantumelmélete területén elért új eredmények széles körökben való megismertetésére. Az előadó Frenkelnek a fémek kristályszerkezetében fellépő defektusok statisztikus tárgyalására szolgáló módszereit ismertette. A lokális és távoli rendezetlenség fogalma különösen áttekinthetővé tette a kristályhibák és hőmérséklet kapcsolatát, így pl. az olvadás jelenségét és a folyadékban megmaradó bizonyos molekuláris rendezettséget.

A Magyar-Szovjet Barátsági Hónap üzemi előadásai

Február 26. Hoffmann Tibor

A fémek elméletéről (Frenkel könyve nyomán)

Az előadás a Járműfejlesztési Intézetben hangzott el.

Március 3. Tari László

Az ultrahang anyagvizsgálatra való felhasználása szovjet kutatások alapján

Az előadás a Vasipari Kutató Intézetben hangzott el.

Március 6. Náray Zsolt

Gutenmacher »Elektromos modellek« című könyvéről

Az előadás a Távközlési Kutató Intézetben hangzott el.

Pedagógus előadás

Április 10. Vermes Miklós

Gázok és folyadékok mechanikája

Az előadás különösen a téma azon részleteire tért ki, melyek a középiskolai tanár kartársak érdeklődésére tart számot az új középiskolai tananyag és az új tankönyv kapcsán.

SZIGETI GYÖRGY FŐTITKÁR BESZÁMOLÓJA
AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT
1952. ÉVI RENDES KÖZGYŰLÉSÉN

Mult év ápr. 14-én tartotta Társulatunk utolsó közgyűlését, amikor is a Társulat feladatát a Magyar Dolgozók Pártja II. Kongresszusának határozatai szellemében a következőkben állapítottuk meg:

1. A fizika területén a kutatómunkához és a kutatások eredményeinek a gyakorlatba való átültetéséhez társadalmi vonalon nyújtott segítség és ezáltal az ipar fejlődésének előmozdítása.

2. Fizikusok szakmai színvonalának emelése, tapasztalatszeresre lehetővé tétele az egyes fizikusok között, ennek megkönnyítésére a fizikusok társadalmi érintkezésének megszervezése.

3. A fizika tudományának és a fizika aktuális kérdéseinek megismertetése nem-fizikus kartársakkal.

I

Ha visszatekintünk az elmúlt év folyamán végzett munkánkra, meg kell állapítanunk, hogy a kitűzött feladatok terén, bár lényegesen munkát végeztünk, nem értünk el olyan eredményeket, mint szeretnénk volna. Az 1. pontban lefektetett feladatainkat elsősorban olyan módon igyekeztünk előre vinni, hogy üzemlátogatásokat szerveztünk, amelyeken kartársainknak módjuk nyílt egyes üzemek megtekintésére. Ebbeli tevékenységünk csak a pécsi vándorgyűléssel kapcsolatos bányá- és gyárlátogatásra szorítkozott, későbbi üzemlátogatások megszervezését az itteni tapasztalatok alapján Társulatunk nem látta célravezetőnek. Az üzem és a fizikusok közötti kapcsolatok megszervezésének a jövőben más módjait kell megvalósítanunk. Az idei év során több alkalommal rendeztünk különböző üzemekben előadásokat, főleg az élenjáró szovjet tudomány eredményeinek ismertetése céljából. Ezek az előadások általában sikeresek voltak. Például Hoffmann Tibor kartársunk ismertette a Gépízmű Tervező Intézetben Frenkel: »Bevezetés a fémek elméletébe« című könyvét és ennek kapcsán a modern fémelméletet. Az előadással kapcsolatban elhangzott számos kérdés és hozzászólás bizonyította, hogy a gyakorlatban a témától látszólag távol eső területen dolgozó mérnökök érdeklődését is mennyire lekötötte ez a teljesen elméleti jellegű probléma és hogy milyen hasznos az aktuális fizikai kérdéseket a gyakorlati emberek számára hozzáférhetővé tenni. Ugyancsak nagy sikerrel járt a Vasipari Kutató Intézetben Tary László kartársunk előadása az ultrahang anyagvizsgálatra való felhasználásáról, a szovjet kutatások alapján, vagy a Távközlési Kutató Intézetben Náray Zsolt elektromos modellekről tartott előadása. Ezeket az előadásokat a Magyar-Szovjet Barátsági Hónap keretében tartottuk, a jövőben azonban az ilyen előadásokat állandósítani kívánjuk.

II

A Társulat munkájának súlypontját munkatervünk II. része, a fizikusok szakmai színvonalának emelése képezte. Ezt a célkitűzést nagyobb szabású összefoglaló előadások és klubesték rendezésével kívánjuk megvalósítani. Ugyancsak ezt a célt szolgálta Társulatunk által 1951. május végén megrendezett pécsi vándorgyűlésünk is. A vándorgyűlésen közel 150 kartársunk vett részt és nagy érdeklődést váltott ki az elhangzott 30 előadás. A vándorgyűlés előadásai három fő téma körül csoportosultak: Az erőterek elmélete, az atommagfizika kísérleti módszerei és a szilárd testek fizikája. A pécsi vándorgyűlésről itt nem kívánok részletesebben beszélni, de le kell szögezni, hogy úgy maga a vándorgyűlés, mint később az utána itt Pesten megrendezett, hajókirándulással egybekötött évadzáró összejövetel igen nagy sikere volt Társulatunknak.

Az összefoglaló előadások közül elsősorban említésre érdemes Gombás Pál előadása »A kvantummechanika közelítő módszereiről«, Kovács István előadása »Eljárások perturbált molekulatermek állandóinak meghatározására« és Szamosi Géza előadása »A nehéz atommagok elméletéről«.

Klubestéink során minden hónapban egy alkalommal a szovjet tudomány eredményeiről tartottunk beszámolót. A többi két vagy három hétfői estén pedig kartársaink saját kutatásaik körébe vágó témákról számoltak be. Ezeket a beszámolókat rendszerint hosszabb, élénk vita követte, amely nagy mértékben hozzájárult a fogalmak tisztázásához és előbbre vitte a kutatóknak a munkáját is. Egyike talán a legérdekesebb klubestünknek az ultrahang anyagvizsgálat céljaira történő felhasználásának szovjet módszereit ismertető előadás volt. Az ezután kialakuló vita során tisztázódtak azok a lehetőségek, melyek a hazai ilyen irányú vizsgálatok számára nyitva állnak és tisztázódtak az ultrahang, illetve röntgenátvilágítás alkalmazásának legelőnyösebb területei. Az elméleti fizika területén is érdekes vitasorozat

alakult ki Fényes Imre »A fizika statisztikus elméletének egységes megalapozása« és a »Kvantummechanika valószínűségszámítási problémáiról« tartott előadásai nyomán. Ez a vitasorozat valóban hozzájárult a kérdés tisztázásához. Társulatunk az Akadémiai Nagyhét programjában szereplő kérdés tisztázására ankétot tartott a Giorgi-féle mértékrendszer bevezetéséről. Az ankét eredményeképpen Társulatunk részéről egységes álláspont alakult ki, amely szerint a fizika oktatását a Gauss-féle C. G. S. rendszerrel célszerűbb kezdeni, majd az elektrodinamikával kapcsolatban be kell vezetni a Giorgi-féle rendszert is. A két rendszer közötti átszámítást bőségesen alkalmazott példákkal kell gyakoroltatni.

Megállapíthatjuk tehát, hogy Társulatunk tevékenységének ez a része elég eredményesnek bizonyult a tervünkben kitűzött cél elérése szempontjából. Előmozdította a fizikusok szakmai továbbképzését, a témák megvitatását és a fizikusok közötti társadalmi kapcsolatok kiépítését.

Ugyancsak lényeges szerepet játszott tervünknek ebben a részében a középiskolai tanárok továbbképzésének előmozdítása. A Köznevelési Minisztériummal és a Bolyai János Matematikai Társulattal közösen megrendeztük a középiskolai tanárok továbbképző előadássorozatát. Az előadásokra igyekeztünk a legjobb előadókat megnyerni. Így Nyvobátszky Károly »A relativitás elmélet szerepe a fizikában« címmel, Csada Imre »A nap fizikája«, Kurutz Imre »A repülés újabb fejlődési irányai, a gázsugárhajtású repülőgépek« címmel, Kiss Gyula »Néhány fejezet a gépelemekből« címmel és Aujeszky László »A légkör fizikája« címmel tartottak előadást. Ezek az előadások szervesen kapcsolódtak a minisztérium által a tanárok részére rendezett tanfolyam anyagához. Az előadásokat a mult évhez viszonyítva többen látogatták, de a résztvevők száma — legalább is budapesti viszonylatban — csak tört részét tette ki a fizikatanárok létszámának. A tanárok szerint ennek fő oka a középiskolai tanárok nagy túlterheltsége, éppen ezért Társulatunk eljárta a minisztérium illetékeseinél, hogy a tanárok részére továbbképzésük céljából megfelelő szabadidő biztosíttassék. Nagyobb hatással voltak a középiskolai tanárok részére a Köznevelési Minisztérium által rendezett konferenciák, amelyekre Társulatunk küldött előadókat. Ilyen konferencia volt november 2—3-ig Pécsen, nov. 4—5-ig Balatonfűréden, január 5—6-án Győrött és végül február 29-étől március 2-ig Egerben.

A fiatal fizikus-generáció érdeklődésének felkeltése céljából és a fizikus tehetségek felkutatása érdekében Társulatunk az idén is megrendezte az ifjúság részére az Eötvös Loránd tanulmányi versenyt Budapesten, Szegeden, Miskolcon, Sopronban és Debrecenben. A kitűzött díjakat Gulyás Gábor gimnáziumi tanuló (Diósgyőr—Tapolca), Gyarmati György műegyetemi hallgató (Budapest) és Tóth Sándor műegyetemi hallgató (Budapest) nyerték.

A tudomány fejlesztése érdekében és elhunyt nagy fizikusaink emlékének megőrzítése céljából alapította Társulatunk a Bródy Imre és Schmid Rezső díjakat, amelyek az idén kerültek másodízben kiosztásra. A 3—3000 forintos díjak közül a Schmid Rezső díjat Marx György egyetemi adjunktus kapta az elméleti fizika terén végzett munkásságának jutalmául, a Bródy Imre díjat pedig Bodó Zsolt kutató fizikus kapta a lumineszkáló anyagok optikai tulajdonságainak vizsgálata terén elért eredményeiért.

Az eddigiekben főleg a Társulat budapesti munkájáról számoltam be, azonban igen komoly és sokatígő munka folyik a Társulat vidéki csoportjainál is. A budapesti és vidéki csoportok súlyára jellemző, hogy Társulatunk tagjainak összlétszáma 401 fő, ebből budapesti 211, tehát a tagoknak majdnem fele vidéken működik. Így a szegedi csoportunknak 42, a debreceninek 41, a pécsinek 36, az egrinek 24, a veszprémiének 17 tagja van, míg egyéb vidéki városokban, ahol helyi csoportunk még nem működik, összesen 30 tagunk van.

A vidéki csoportok közül legrégebben működik a szegedi, amely 1950-ben alakult meg. A csoport tagjainak túlnyomó többsége részben az egyetemen, részben a középiskolákban működő pedagógus, vagy egyetemi hallgató. Az 1951 évben 9 előadóülést, 3 klubest és 2 tudományos filmelőadást rendeztek. A csoport működése előadások rendezésén kívül a helyi üzemekkel fenntartott esetenkénti kapcsolatokra is kiterjedt. A csoport által alakított munkabizottságok több alkalommal adtak tanácsot újítoóknak és végeztek el ipartelepeken különböző méréseket. Meg kell állapítani, hogy a szegedi csoport munkája élénk, és tagjainak létszámához képest tartalmas volt.

Hasonlóan jó munkát végzett a debreceni csoportunk is, ahol 12 előadást, illetőleg klubest rendeztek az elmúlt év folyamán. Meg kell hogy jegyezzük, hogy ezek a rendezvények átlagban 50—60 fő részvételével zajlottak le, tehát úgylátszik lényegesen nagyobb érdeklődés kísérte a debreceni csoport munkáját, mint például a budapestiét, ahol a látogatottság majdnem ötszörös taglétszám mellett is ezt a mértéket nem igen érte el. A debreceni csoporttal kapcsolatban kell megemlíkeznem arról a munkáról is, amelyet ez a csoport Szalay Sándor elnök és Medveczky László titkár vezetésével a II. vándorgyűlés előkészítésében végez.

A pécsi helyi csoport 1951. november 2-án alakult és azóta tervszerűen működik. 5 előadást rendeztek, köztük 1 előadást a Magyar—Szovjet Barátsági Hónap keretében. Az előadásokat itt is főleg a helyi főiskolai oktatók tartják.

A veszprémi csoport 1951. márciusában alakult, azóta 4 előadást rendezett fokozatosan növekvő számú hallgatóság részvételével. Említésre méltó, hogy itt a helyi csoport vette kézbe az egyetemi laboránsok továbbképzésére szervezett előadások rendezését.

Az egri csoport még csak nemrégben alakult, ennek működéséről nem adhatok még bővebb beszámolót.

A vidéki csoportok munkájával kapcsolatban az MTESZ rendezésében ankétot tartottunk, ahol is az egyes csoportok munkájukról beszámoltak, és beszámolót kiértékeltek. A legfőbb hiányosság az, hogy vidéki csoportjainknál — ugyanúgy mint a pesti csoportnál is — alig sikerült a középiskolai tanárokat a Társulat munkájába bevonni. Bár a tanárok tagnak belépnek Társulatunkba, összes ténykedésük legtöbbször csak a tagdíjak befizetésében merül ki. Az előadásokat és rendezvényeket főleg az egyetemeken működő tagjaink tartják és látogatják és csak elvétve akad egy-egy középiskolai tanár. Itt tehát a jövőben gyökeres változtatásra és aktívabb szervező munkára lesz szükség.

III

Munkatervünk harmadik fő pontja volt a fizika tudományának és a fizika aktuális kérdéseinek ismertetése nem-fizikus kartársainkkal. Ezen a vonalon a budapesti csoport a Természettudományi Társulattal karöltve igyekezett működni, főleg középiskolai tanárok részére tartott előadásainkra a Természettudományi Társulat felajánlotta az ő nagyobb nyilvánosságának igénybevételét. Ezen a vonalon azonban egyelőre a kezdeményezésen még nem jutottunk túl, sőt az utóbbi hónapokban határozott visszaesés mutatkozik.

IV

Társulatunk lapja, a Fizikai Szemle az utolsó évben gyökeres változáson ment keresztül. A Szemle első két száma igen alacsony színvonalon mozgott, bár voltak benne egyes értékesebb cikkek, azonban egészében a lap széteső képet mutatott. Az Akadémia Fizikus Bizottsága sietett itt Társulatunk támogatására, kijelölve azokat a szempontokat, melyek szerint a lapot szerkeszteni kívánatos. Társulatunk a lap felelős szerkesztésével Szamosi Géza kartársunkat bízta meg. Az ő szerkesztésében megjelent első számoknál még nehézségek mutatkoztak a lap technikai szerkesztése terén, azonban a szerkesztőbizottság felújítása, majd Ádám Andrásnak a lap technikai szerkesztésével történt megbízása után

ezek a problémák is javuló tendenciát mutatnak. Most végre eljutottunk odáig, hogy a lap szerkesztésében a tervszerűség érvényesül, hogy a lap el van látva megfelelő cikkanyaggal, amelyből egységes szempontok szerint lehet a megjelenésre kerülő cikkeket kiválogatni. A tervszerű munka eredményeképpen a lap színvonala az utóbbi számoknál fokozatosan — nagy mértékben emelkedett. Reméljük, ez az emelkedő tendencia a jövőben tovább folytatódik.

V

Társulatunk munkájának nem elhanyagolható részét munkabizottságok útján végezte. A műszaki és tudományos bizottság, melynek felelőse Hoffmann Tibor kartársunk volt, állította össze a klubnapok és előadások tematikáját. A szovjet munkabizottság Gergely György vezetésével működött, és a szovjet klubnapokra a hazai kutatásoknak megfelelő területen folyó szovjet kutatások ismertetését állította össze. A középiskolai tanárok továbbképzésének megszervezését a Gáspár Rezső vezette alatt álló munkabizottság végezte. Ezen bizottság munkájával kapcsolatban külön ki kell emelnem Vermes Miklós szerepét, aki az utóbbi időben igen hatékonyan közreműködött a bizottság munkájában, és aki a bizottság jövő évi munkatervét is — amelyet a Társulat munkatervével kapcsolatban fogok ismertetni — összeállította. A Fizikai Szemle szerkesztőbizottságának munkájáról már az előbbieken beszámoltam.

Társulatunk működése során a múlt évben igen sok nehézséget okozott a MTA-val és a MTESZ-szel való kapcsolat lazasága. Ezt az idei év folyamán sikerült kiküszöbölni, számos vonalon segítségünkre volt a MTESZ, különösen a Valkó elvtárral folytatott megbeszélések bizonyultak igen hasznosnak. Minden jelentősebb megmozdulásunkat és szervezésünket a MTESZ-szel és a MTA-val való legteljesebb együttműködés előzte meg. Itt kell megemlítenem Nagy László kartársunk munkáját, akinek a szervezési ügyekben való közreműködése rendkívüli módon elősegítette a Társulat munkáját.

Társulatunk az elmondottak alapján kitűzött tervét globálisan teljesítette. Szép eredményeket ért el a szakmai továbbképzés, valamint a kutatók közötti tapasztalatcsere és az eredmények megvitatása terén. Sajnos, azonban nem sikerült kellő mértékben mozgósítani és a Társulat munkájába bevonni a tagság zömét alkotó középiskolai tanárokat. Ezen a téren örömmel várnám a közgyűlésen elhangzó, a munka megjavítását célzó indítványokat. Legrosszabb, azaz úgyszólván semmi eredményt nem értünk el a társegylettekkel való együttműködést illetően. Nyilvánvaló, hogy a társegyletek: Kémikus Egyesület, a Híradástechnikai Tudományos Egyesület, a Gépipari Tudományos Egyesület stb. munkaterületén számos olyan probléma van, ahol a fizikusok nemcsak egyéenként, hanem a Társulat is mint olyan, munkabizottságai útján bekapcsolódhatnak. A Gépipari Tudományos Egyesülettől érkezett néhány megkeresés, amelyet továbbítottunk az e területen dolgozó kartársainknak, azonban úgy gondolom, hogy itt nem ilyen ötletszerű megkeresésekre, hanem szervezeten kiépített együttműködésre volna szükség.

Társulatunk munkája, így a megrendezett első és a megrendezendő második vándorgyűlés, a vidéken tartott konferenciák, a vidéki előadóknak Pestre és a pesti előadóknak vidékre való utazása stb. igen tekintélyes összeget igényel. Ezen összegnek csak elenyésző kis része fedeződik a befolyó tagdíjakból, túlnyomó részét Népköztársaságunk bőkezű támogatásából fedezzük. De nemcsak anyagiakban élvezzük kormányzatunk hathatós támogatását, hanem Társulatunk munkájának szellemi irányítása terén is. Munkatervünk kiindulásául a Magyar Dolgozók Pártja II. Kongresszusának határozatát tekintettük. Ha eredményt értünk el, úgy ez Pártunk útmutatásának és a II. Kongresszus határozatának köszönhető. Kérem a tagtársakat, szíveskedjenek

ebből a szempontból is — tehát, hogy mennyire teljesítettük a Párt határozatait — felülbírálni Társulatunk működését és kérem, hogy építő kritikájukkal segítsék elő a jövőbeni eredmények elérését.

HOZZÁSZÓLÁSOK

A főtítkári beszámolóhoz számosan szóltak hozzá. *Gyulai Zoltán* rámutatott arra, hogy a Társulat az iparral csak úgy alakíthat ki élénk kapcsolatot, ha a fizikusok és az üzemi szakemberek állandó közvetlen kapcsolatot építenek ki. Ezért fontos, hogy az üzemi szakembereket vonjuk be a Társulat munkájába. *Medveczky László*, a Társulat debreceni csoportja üzemi kapcsolatainak kiépítéséről számolt be. *Tarján Ferenc* szükségesnek látja a többi MTESZ egyesülettel való szorosabb kapcsolat megteremtését. *Tarnóczy Tamás* és *Mátrai Lászlóné* fontosnak tartják, hogy a Fizikai Szemle többször jelenjen meg, mint eddig. *Mátraié* felveti, hogy a középiskolai fizikaoktatásról ankétot kellene tartani. *Sasvári Kálmán* és *Orbán György* a röntgenfizikusok ipari munkájáról beszéltek. *Budaméry Béla* megköszöni a Társulatnak a középiskolai tanárok képzésének elősegítése terén végzett munkáját és további segítséget kér.

Igéri, hogy a középiskolai tanárok be fognak kapcsolódni a Fizikai Szemle munkájába. *Tarján Imre* rámutat arra, hogy a Társulatnak három területen kell segítséget nyújtania a középiskolai tanároknak: a kísérletezés területén, a középiskolai anyagon túlmenő modern fizikai problémákban való tájékoztatás területén, továbbá a középiskolai anyag kiválasztása területén. Ez utóbbi kérdésben helyes lenne a Fizikai Szemlében vitát nyitni. *Boros János* összehasonlítja a budapesti és vidéki klubestek látogatottságát és megállapítja, hogy Budapesten a vidékhez képest nagy a lemaradás. Javasolja, hogy ezt a kérdést a legközelebbi választmányi ülés tárgyalja. *Bárdocz Árpád* igen értékesnek tartja a klubesteken elhangzó előadásokat és hozzászólásokat, de ennek ellenére a Társulat nem tud elég hallgatót mozgósítani. A Társulat vonja be a munkájába azokat a mérnököket, akiknek a fizikával kapcsolatuk van. *Aujeszký László* a középiskolai tanárok számára tartandó előadások témáinak kiválasztásáról beszél. *Lakatos György* felveti az egyes minisztériumokkal és tudományos egyesületekkel való szorosabb kapcsolat kiépítésének szükségességét. *Szamosi Géza* a Fizikai Szemle sokrétű feladatairól beszél és arról, hogy a lap fejlesztése fokozatosan hajtható végre.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Természetes uránium spontán hasadása. Petrzhak és Flerov szovjet fizikusok 1940-ben felfedezték, hogy az urán 238-as izotópja kis valószínűséggel spontán kettő, közel egyenlő tömegű atommagra hasad. A spontán hasadás során több neutron is keletkezik. A spontán hasadásokor keletkező neutronok mennyiségét a múlt évben Littler határozta meg, atommáglyában végzett mérésekkel. Az atommáglya működése a benne lévő neutronkoncentráció változtatásával szabályozható. Ha a máglyába neutron-elnyelő kadmium- vagy bórácélrudakat tolnak, a neutronkoncentráció annyira lecsökkenthető, hogy a máglyában lefolyó láncreakció leáll. Littler egy leállított grafit-máglyában bórtrifluorid számlálócsöveket helyezett el és ezekkel észlelte a spontán hasadásból keletkező neutronokat. Azt találta, hogy 1 g U^{238} óránként átlagban $59,5 \pm 3,3$ neutronot termel. Ha egy U^{238} -mag hasadásából átlagban 2,5 neutron keletkezik, akkor a fenti adatból az urán átlagos élettartama spontán hasadással szemben $4,10^{15}$ év. A máglyában neutronok a spontán hasadáson kívül a kozmikus mezonok hatására, valamint (α, n) reakcióból is keletkezhetnek. Littler számításai szerint az így keletkezett neutronok száma elhanyagolható a spontán hasadás által keltett neutronokhoz képest. (Proc. Phys. Soc. A. 63. 203. old. 1952.) N. K.

Energia és tömeg ekvivalenciájáról. A relativitáselmélet következményeiben talán legfontosabb megállapítása az, hogy a testek nyugalmi tömege is energiát reprezentál az

$$E = mc^2$$

egyenlet értelmében. (c a fénysebesség). Atommagfizikai egységekben kifejezve ez azt jelenti, hogy egy ezred atomfizikai tömegegység (1 e. t. e. ami kb. a H-atom tömegének 0,001 része) 0,931 MeV-nak felel meg. Flügge egy cikkben megvizsgálja, hogy ez az atommagfizikában gyakran használt összefüggés mennyire van kísérletileg igazolva.

Energiainak tömeggé való átalakulása legszembeszökőbben a párkeltésnél következik be. A keletkező tömeg ismert, de az azt létrehozó γ -kvantum energiája nehezen mérhető. Blackett statisztikus méréseiből 1 e. t. e. = $0,94 \pm 0,05$ MeV ekvivalencia-egyenlet adódik, ami az 5% hiba miatt elég pontatlan érték. Jelentős méretű tömeg alakul át energiává a maghasadás során is.

Itt a rövidéletű hasadási termékek észlelésének nehézségei miatt az $E = mc^2$ összefüggés 10%-nál nagyobb pontossággal nem igazolható. Más magreakcióknál a magot alkotó részecskék száma egy-kettővel változik. Ez azt jelenti, hogy a kötési energia kis megváltozását kell kimutatni egyrészt tömegspektroszkópiailag a tömeg megváltozása formájában, másrészt a felszabaduló energia megméréseivel. 10 reakció adatainak ismeretes mindkét adat számottevő pontossággal. Bainbridge és Jordan 3 mérése 1 e. t. e. = $0,91 \pm 0,10$ MeV-ot ad. A hiba 11%. Lényegesen pontosabbak Mattauch mérései. Hét magátalakulás tömegspektroszkópiailag és energia-vizsgálatainak összehasonlításával 1 e. t. e. = $0,931 \pm 0,004$ MeV adódik. A pontos egyezés és a 1/2%-os hiba ezeket a méréseket az $E = mc^2$ összefüggés legpontosabb kísérleti bizonyítékává teszik.

Látható, hogy az energia-tömeg ekvivalencia törvény kvantitatív igazolását szolgáló mérések még korántsem érik el a relativitáselméletet bizonyító más kísérletek (Michelson, Trouton—Noble) pontosságát. A nagyszámú kisebb pontosságú bizonyíték és az ellenbizonyítók hiánya azonban kétségtelenné teszik az összefüggés helyességét. (Nucleonics, 1950. ápr.) M. Gy.

Egyszerű négyszögalakú impulzus-generátor laboratóriumi célokra. A. M. Boncs—Brujevics a következő impulzus-generátort ismerteti: a generátor előfokozata egy multivibrátor, amely néhány tized hertzről néhány száz tíz kilohertzig tud közel négyszögalakú rezgéseket előállítani. Egy differenciáló kör ezekből rövid impulzusokat csinál, amelyek diódán át jutnak egy két stabilizált multivibrátorra. A nagy meredekségű (néhány tízed mikrosec), frekvenciától független amplitúdójú impulzusokat katódcsatolású erősítőn át lehet kicsatolni. Az első multivibrátort asszimmetrikusan építve a frekvencia állandósága mellett a négyszögimpulzusok hosszát is lehet változtatni. (Zsurnal Techn. Fiz. 22. 259. old. 1952.) K. L.

Gyors mezonok bomlásakor keletkező elektronokról. Újabbban többen foglalkoztak lassú mezonok bomlásakor keletkező elektronok energia-spektrumával. A vizsgálatok arra vezettek, hogy a lassú μ -mezonok három részecskére (egy elektron és két semleges rész) bomlanak. C. A. Azimov, V. F. Visnyevszkij és K. P. Ruzskova méréseikkel arra igyekeztek bizonyítékot keresni, hogy

a gyors mezonok is hasonló módon három részecskére bomlanak. Kiindulásul Szkobelein és Vernov elméleti vizsgálatai szolgáltak, mely szerint egy mezon kísért elektronok száma 0,2, ha a mezon energiájának felét adja át az elektronnak (azaz két részecskére bomlik), 0,14, ha egyharmadát (azaz három részecskére bomlik). A szerzők mérései $0,08 \pm 0,04$ -et adtak. Ez arra enged következtetni, hogy a gyors μ -mezonok is valószínűleg 3 részecskére bomlanak. (Dokladi Ak. Nauk. 83. 55. old. 1952.)

K. L.

Az internacionális Amper definíciójáról. Az új definíció szerint 1 Amper erősségű áram folyik két vákuumban elhelyezett végtelen hosszú, végtelen kis keresztmetszetű, egymással párhuzamosan 1 m távolságban futó vezetőkben, ha azok 1 m-es szakaszára a másik vezető által kifejtett erő $2 \cdot 10^{-7}$ Newton (azaz 1/50 din). Ez az erő az áram mágneses terének következtében jön létre. R. Gans rövid cikkében arra hívja fel a figyelmet, hogy az áramátjárta vezetőknek elektromos terük is van, ami szintén közvetít erőhatást. Gans kimutatja, hogy reális kísérleti viszonyok között az elektrosztatikus erőhatás elhanyagolható, mindazonáltal ahhoz, hogy az Amper fenti definíciója elvileg is pontos legyen, a vezetők végtelen jó vezetőképeségét is fel kell tételezni. (Ann. d. Phys. VI. 10. 3. füzet, 1952.)

M. J.

Protonok által előidézett Cserenkov-sugárzás. R. L. Mathernek sikerült protonok által keltett Cserenkov-sugárzást észlelni a következőképpen: 340 MeV-os protonokat ($\beta = 0,68$) engedett vékony flintüvegre, az üvegben keletkező Cserenkov-sugárzást fényképezte. Mint ismeretes, a Cserenkov-sugárzás a beeső protonok irányával olyan ϑ szöget zár be, amelyre $\cos \vartheta = \frac{1}{\beta n}$ (itt n a közeg — jelen esetben flintüveg — törésmutatója). A szöget pontosan mérve, a részecske sebességét

meg lehet határozni. A szerző ügyes elrendezéssel a szöget $\pm 2,5'$ hibával tudta mérni, ami megfelel 3,5 MeV hibának az energiamérésben. Ezután részletesen megvizsgálja, hogy a szögmérés hibáját milyen tényezők okozzák. (Phys. Rev. 84. 181. old. 1951.)

K. L.

A μ -mezon mágneses momentumáról. A kvantummechanika szerint feles spinű elemi részek mágneses momentumának

$$M_0 = \frac{e h}{4 \pi m c}$$

értékűnek kell lenni, ahol m a részecske tömege, e a töltése, c a fénysebesség, h a Planck-állandó. Ennek kísérleti ellenőrzése mindmáig csak az elektronnál, a protonnál és a neutronnál sikerült. A mágneses momentum az első kettőnél valóban a várt nagyságrendű, azonban az elektronnál egy igen kis eltérés adódott, a proton mágneses momentuma pedig az elméletileg várható értéknek közel háromszorosa. A mágneses momentum ilyen anomális viselkedése a részecskét kísérő erőter sajátosságaira nézve ad fontos felvilágosítást. A fentiek kívül ismert feles spinű részecske a μ -mezon. Ennél azonban a rövid élettartam miatt a mágneses momentum mérésére a szokott módon nincs lehetőség. D. C. Peaslee a mágneses momentum közvetett kölcsönhatásait vizsgálja ilyen szempontból. Feltételezi, hogy a μ -mezon mágneses momentuma $M = M_0 (1 + \delta)$, ahol δ meghatározandó érték. Kiszámítja a μ -mezon egyes kölcsönhatásainak hatáskeresztmetszetét és ezt a megfigyelésekkel összehasonlítja. Eredménye az, hogy a μ -mezon abszorpciója akkor adódik helyesen, ha $|\delta| < 1$. Ez az első felvilágosítás a μ -mezon mágneses momentumára legalább annyit bizonyít, hogy a mágneses momentum nem annyira anomális, mint a protoné. (Nuovo Cimento, 1952. jan.)

N. K.

KÖNYVSZEMLE

J. I. Frenkel: Bevezetés a fémek elméletébe. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1951.

Egy olyan tárgykorról számol be ez a könyv, melynek nálunk Magyarországon is már hagyományai vannak. A fémek fizikai tulajdonságainak vizsgálatával kapcsolatos magyar kutatások azonban vagy a tiszta elméleti fizika eszközeivel, vagy a technikai fizika gyakorlati eszközeivel történtek. Hiányoztak ezekből a kutatásokból az áthidaló vizsgálatok, azok, melyek az elméleti kutatások eredményeit a gyakorlat számára felhasználhatókká és a gyakorlati kutatások irányítóivá tehettké volna. Frenkel: »Bevezetés a fémek elméletébe« című könyvének magyar kiadása ezért igen jelentős. A könyv szerkezete és felépítése éppen azt célozza, hogy egyrészt az elméletet lehetőleg olyan egyszerű alakban adja át az olvasónak, hogy ne csak az éppen ezzel a témával foglalkozó szakemberek szűk csoportja érthesse azt meg, másrészt az elméleti szakembernek irányítást mutasson, hogy melyek azok a technikaiak is fontos tulajdonságok, melyekkel érdemes foglalkozni, melyeknek a hiányzó kielégítő elméletét igényli fejlődő iparunk.

A könyv felépítés szempontjából öt részre tagozódik: a fémek elektronelmélete; a dielektrikumok és a fémek sávélmélete; a szilárd és folyékony testek molekuláris kinetikus elmélete és ennek alkalmazása a fémekre; az ötvözetek kinetikus elmélete; és végül a szilárdság és plaszticitás. Ezek közül az első két rész az ideális fém klasszikus és kvantummechanikai elméletének képét adja, többek közt az elektromos és hővezetőképeség, a mágneses tulajdonságok, hőkapacitás, szilárdság stb. elméletének vázolásával. Az ezekben a részekben tárgyalt fémek azonban ideálisak abban az értelemben, hogy ideálisan szabályos kristályrácsot tételezünk fel.

A valóságos fémekben ettől az állapottól igen nagy eltérések vannak és a fémek technikai tulajdonságait igen gyakran éppen ezek az eltérések szabják meg. A könyv hátralévő részei főleg ezekkel az eltérésekkel, a valódi fémek tulajdonságaival foglalkoznak. Ezekben a részekben részletes elméletet kapunk az olvadási, az ötvözetek tulajdonságainak, a képlékenységek, a plaszticitásnak a magyarázatára stb. Ezeknek a részeknek igen nagy fontosságuk van iparunk továbbfejlődése szempontjából is, nemcsak azért, mert az itt tárgyalt problémák az ipar technológiai kérdéseinél mindennap fellépő problémák, hanem azért is, mert az egyszerű, nem túl sok matematikai apparátust használó tárgyalás lehetővé teszi, hogy a technológiai kérdésekkel közvetlenül foglalkozó szakember saját munkájában is felhasználja az elmélet módszereit.

A könyv hasznossá válhat az ipari problémákkal foglalkozó szakembereken kívül a középiskolai tanár számára is. Az egyszerű tárgyalásmód ugyanis módot ad arra is, hogy egyes — egyszerűbb matematikájú — részeket a jobb középiskolai diákok számára szakköri téma feldolgozásaként kiadjuk. Ez az alapja annak, hogy azután majd a főiskolák és egyetemek is több gondot fordíthassanak az eddig sajnos, nálunk igen elhanyagolt technológiai kérdéseknek.

Ez a mű világosan megmutatja, hogy a szovjet tudomány azért olyan virágzó, mert éltető elemei közé tartozik az is, hogy lehetőleg egyszerűen, közérthetően magyarázza meg a jelenségeket, hogy szétválasztja a lényegeset a lényegtelenről, továbbá, hogy az elméletet objektív kritika alá veti. Ezeknek a következménye, hogy ez az elmélet azután már közvetlen gyakorlati alkalmazásokat képes nyújtani.

H. T.

Rendkívül gazdag és változatos tartalommal, kifo gástalan kiállításban április folyamán megjelent az Acta új sorozatának harmadik füzeté. Tartalma híven tükrözi a hazai fizikai kutatások széles skáláját.

Gyulai Zoltán és *Bieleck Sándor* bőséges kísérleti anyaggal demonstrált cikkében megvizsgálja a kristály és az oldat határán kialakult, részlegesen rendezett ionokból és vízdipólókból álló réteg szerepét a kristály növekedésében.

Marx György elmélyült vizsgálódások alapján a speciális relativitás elméletének keretében megkonstruálja magasabbrendű Lagrange-függvénnyel jellemzett erõterek energia-impulzus tenzorát. Ennek segítségével a tér impulzusmomentumát egyértelmûen fel lehet bontani pálya- és spin-momentumra. Érdekes analógiák adódnak a korpuszkulák és az erõterek impulzusmomentum-operátorai között.

Nagy mértékben ionizált gázokban turbulencia következtében lokális mágneses terek keletkezhetnek. Ezeknek a számos csillag fizikai állapotára oly fontos kihatású folyamatoknak a vizsgálatával foglalkozik *Csada Imre* dolgozata. A Maxwell-egyenletek és a hidrodinamika egyenletei segítségével felállítja az ú. n. magneto-hidrodinamikai egyenletek rendszerét és megvizsgálja a turbulencia hatását a gáz vezetõképességére és mágneses permeabilitására.

Szaggatott üzemû spektroszkopiai ív-fényforrás vezérlõ berendezését ismerteti cikkében *Bardócz Árpád*. A leírt készülék alkalmazhatósági köre tágabb és az eredmények reprodukálhatósága nagyobb, mint bármely más, eddig ismert apparátusé.

Valkó Iván Péter és *Gergely György* több exponenciális lefolyású folyamatból összetevõdõ jelenségek relaxációs tüneténeinek vizsgálatára szerkesztett elektronikus berendezést tárgyal. A készüléket és a módszert willemit lumineszcenciájának vizsgálatára alkalmazták.

Pauncz Rezsõ kimutatja, hogy a szekrénybe zárt tömegpont átlagos kinetikus energiájának értékét a Fermi-statisztika az exakt kvantumelméleti értékkel igen jó egyezésben szolgáltatja, hacsak tekintetbe vesszük, hogy az impulzus egyetlen komponense sem lehet zérus.

Gombás Pál dolgozatában jelentõs mértékben kiterjeszti és finomítja a Pauli-féle kizárási elv régebben megadott statisztikus megformulázását. Ezt azáltal éri el, hogy a tárgyalat atom-törzs elektronjait a mellékkvantumszám szerint csoportosítja.

Következõ cikkében a szerzõ ugyancsak a mellékkvantumszám szerint csoportosított elektronokkal bíró atommodell statisztikus elméletét építi ki. Harmadik közleményében a fentebb nyert eredményeket alkalmazza a nemesfémek, különösképpen pedig a Cu-atom elméletének kidolgozására. A számított adatok kitûnõ egyezésben vannak a tapasztalattal. Ugyanezen módszer az alkáli-fémekre is alkalmazható; az eredmények a gyakorlattal nagyjából ugyanúgy egyeznek, mint a régebbi módszerrel számítottak.

Gáspár Rezsõvel közösen írt dolgozatában *Gombás Pál* elméleti úton elõállítja a Slater-féle félempirikus atom-sajátfüggvényeket, anélkül, hogy tapasztalati paramétereket alkalmazna. A nehéz atomok sajátfüggvényeinek variációs úton való elõállítása ezáltal lehetségessé válik.

A matematikai érdeklõdésû kartársak figyelmére tarthat igényt *Freud Géznak* a szerkesztõségi levelek

rovatában megjelent megjegyzése. Ez a közlemény exakt sorelméleti bizonyítását adja egy olyan típusú differenciálegyenletet megoldó függvény folytonosságának, mint amilyen Mohrenstein nagy feltûnést keltett cikkében — mely a H_2 molekula új elméletével foglalkozott — szerepel.

R. P.

AZ OSZTÁLYKÖZLEMÉNYEK ÛJ SZÁMA

Hosszabb szünet után áprilisban jelent meg a Magyar Tudományos Akadémia Matematikai és Fizikai Osztálya Közleményeinek egyesített 2., 3. és 4. száma. Ez a füzet jól demonstrálja a különbözõ speciálterületeken dolgozó kutatók összemûködésének fontosságát, és, amennyiben ez létrejön, a munka nagy eredményességét. Az Osztályközlemények jelen száma ugyanis kizárólag olyan tudományos közleményeket tartalmaz, melyek a valószínûségszámítással és annak egyes fizikai alkalmazási területeivel foglalkoznak. Mint ismeretes, az idevágó hazai kutatások már eddig is széles alkalmazási területen, a tudományos kutatásban éppúgy, mint öt éves népgazdasági tervünk megvalósításával kapcsolatos ipari problémákban, jelentõs sikereket mutattak fel.

Egerváry Jenõ és *Turán Pál* a kinetikus gázelmélet bizonyos kérdéseirõl közöl elvi érdekességû tanulmányt.

Jánosy Lajos, *Rényi Alfréd* és *Aczél János* két közleményben összetett Poisson-eloszlások elméletét fejtik ki. Az itt értelmezett összetett Poisson-folyamat alatt olyan egyszerű folyamat értendõ, ahol egy »esemény« alatt k esemény egyidejû bekövetkezését értjük.

A következõ cikk *Rényi Alfréd* szélfoglaló elõadását tartalmazza, melyben a valószínûségszámítás Kolmogorov által adott megalapozásához kapcsolódva, a valószínûségszámítás központi határértéktételének egy új általánosítását tárgyalja.

Jánosy Lajos cikkében az elektronokszorozó belsejében kialakult elektronkaskád fluktuációjának stochasztikus folyamatát vizsgálja meg.

Ehhez a közleményhez csatlakozk *Rényi Alfréd* és *Turán Pál* egy megjegyzése, akik az elzõ cikkben felvetett és a tárgyalat kérdéskörben igen egyszerűen adódó egyik algebrai tételnek két független bizonyítását adják.

Végül *Takács Lajos* különbözõ fizikai jelenségek vizsgálatánál nagy fontossággal bíró bekövetkezési és koincidenca jelenségek tárgyalását adja, igen általános feltételekre.

A lap a továbbiakban több érdekes beszámolót és jelentést közöl. Így elsõsorban az Alkalmazott Matematikai Intézet és a Csillagvizsgáló Intézet munkájáról olvashatunk tudósítást. Jelentést közöl az Osztályközlemények a tavalyi I. Magyar Fizikus Vándorgyûlésrõl. Rövid közlemény megemlékezik a Természettudományi Társulat Csillagászati Múzeumának megnyitásáról.

A könyvismertetések rovataiban mindenekelõtt részletes beszámolót találunk az Akadémia III. Osztályának 1951. évi és jelenleg végrehajtás alatt álló könyvkiadási tervérõl.

Igen alapos és az érdeklõdést nagy mértékben felkeltõ ismertetést közöl *Szentmártony Tibor*, *Gnyegyenko* és *Kolmogorov*: Független valószínûségi változók összegeinek határeloszlásai c. magyar nyelven is megjelent mûvérõl.

Ugyancsak a tárgyhoz méltó alapossággal ismerteti *Fenyõ István*, *Gutenmaher* szovjet fizikus nemrégiben magyarra lefordított munkáját, mely az elektromos modellekrõl szól.

R. P.

Ára: 6.— Ft

Előfizetés 1 évre 20.— Ft

FIZIKAI SZEMLE

Az
Eötvös Loránd
Fizikai Társulat
Lapja

II. MAGYAR FIZIKUS VÁNDORGYŰLÉS

DEBRECEN
1952.

Felelős szerkesztő : Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság :

Adám András, Csekő Árpád, Faragó Péter, Gáspár Rezső, Kocsis László, Marx György, Szamosi Géza,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Vermes Miklós

Szerkesztőbizottság titkára : Adám András

Szerkesztőség : Budapest, V., Reáltanoda-utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő : 187-423

Kiadóhivatal : Akadémiai Kiadó Budapest, V., Alkotmány-utca 21. III. em.
Távbeszélő : 424-595, 424-589, 420-330

Felelős kiadó : Mestyán János

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor-tér 1. Telefon : 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat Budapest, V., József nádor-tér 1, üzlethelyiség. Telefon : 183-022

Megjelenik évente négyszer

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

II. évfolyam

4—5—6. szám

1952 december

II. Magyar Fizikus Vándorgyűlés

Debrecen, 1952

1952. május 24—27-ig Debrecenben tartották meg a II. Magyar Fizikus Vándorgyűlést. A vándorgyűlés feladata az volt, hogy a fizika különböző területein működő fizikusok megismerjék egymás munkáját és kicseréljék tapasztalataikat. A vándorgyűlési előadások az atomfizika, a szilárd testek fizikája és a molekula-spektroszkópia körül csoportosultak. Fenti tárgykörökből 40 előadás hangzott el.

A vándorgyűlést Gyulai Zoltán akadémikus nyitotta meg. Megnyitó előadásában megemlékezett a nagy magyar fizikus Hatvani Istvánról aki a XVIII. században Debrecenben működött. Gyulai Zoltán megnyitója után Gergely Viktor Debrecen város pártbizottsága részéről, Földvári Aladár a Debreceni Egyetem részéről, Rényi Alfréd a Magyar Tudományos Akadémia részéről, Kőműves Frigyes az Országos Terhivatal részéről, Tarján Rezsőné a Természettudományi Társulat részéről üdvözölte a vándorgyűlést.

Az alábbiakban a vándorgyűlési előadásokat közöljük az elhangzás sorrendjében. Néhány előadás technikai okokból kimarad, ezek majd más helyen fognak megjelenni.

Újabb gamma-sugárvédelmi berendezésekről

Ismeretes, hogy a különféle röntgen- és radioaktív sugárzások az emberi szervezetre káros hatást gyakorolnak és e sugárzások felfedezése óta több száz orvos, fizikus és technikus esett áldozatul e káros behatásoknak.

A röntgen- és a gammasugárzásokra nézve már több évtizedes tapasztalattal rendelkezünk arra vonatkozólag, hogy mekkora az a sugáradag, amelyet az emberi szervezet huzamosabb időn át károsodás nélkül el tud viselni. Ezt a sugárdózist toleranciadózisnak nevezzük és legtöbbször egy napra, vagy egy hétre vonatkoztatjuk. Legvalószínűbb értéke a magyar szabvány-előírásoknak megfelelően levegőben mérve napi 50 milliröntgen.

Ha tekintetbe vesszük azt, hogy a kozmikus sugárzástól eredő napi sugárdózis nagyságrendileg 0,1 mr, a talaj, épületfalak, stb. radioaktív szennyeződésétől származó sugárdózis pedig 1 mr, akkor a toleranciadózis értéke azt jelenti, hogy szervezetünk tartósan mindössze mintegy 50-szeresét képes elviselni annak az igen gyenge sugárzásnak, melyben egész életünket leéljük.

A következőkben intézetünkben végzett gamma-sugárvédelmi kísérleteinkről és az ezek eredményeképpen megszületett új gamma-sugárvédelmi berendezéseinkről szeretnék beszámolni. E kísérletek elvégzésére közvetlen okot az szolgáltatott, hogy a nagyobb rádium-mennyiségekkel dolgozó kórházainkban az egészségügyi dolgozók között súlyos, nem egyszer halálos kimenetelű sugársérülések jelentkeztek, melyek kizárólag a rádium gammasugárzásának tudhatók be.

A gammasugárzás kétféleképpen fejtheti ki káros hatását: egyrészt helyi sugársérülést okozhat a rádiummal közeli érintkezésbe kerülő testrészekben, másrészt egésztestbesugárzás alkalmával a még veszedelmesebb általános sugársérülést hozhatja létre elsősorban azáltal, hogy az egész testben megtámadja a vérképző apparátust és így a tolerancia fokán túl irreversibilis és rohamosan progrediáló végzetes sugárartalomhoz vezet. Az általános sugársérülés szempontjából nyilván az egész testre vonatkoztatott térfogatózisz nagysága lesz a mérvadó, ami alatt az egyes testelemek tömegének és a testelemre vonatkozó dózis szorzatának az egész testre vonatkoztatott integrál értékét értjük.

Mivel a legnagyobb rádium-mennyiséggel intézetünk gynekológiai osztálya dolgozik, elsősorban az itt dolgozó orvosokon és egyéb egészségügyi dolgozókon végeztünk gamma-sugárvédelmi méréseket és pedig mind az egyes testrészekre vonatkozó helyi dózisok, mind pedig a teljes térfogatózisz szempontjából. Mérési eredményeink az irodalomból ismeretes hasonló külföldi intézetek

sugárvédelmi méréseivel összhangban azt mutatják, hogy az osztály egyes dolgozói a toleranciadózist többszörösen meghaladó sugáradagban részesülnek.

Ennek oka a rádium gammasugarainak nagy áthatolóképeségében keresendő, aminek következtében a röntgenológiában használatos ólomkeztűk, és ólomkötények viselése teljesen céltalan lenne. A gammasugaraknak ólomra vonatkoztatott felezőréteg vastagsága ugyanis 14 mm és így csak némi sugárvédelmet is biztosító védőruházat már minden mozgást lehetetlenné tenné. Amíg tehát bizonyos munkafolyamatok elvégzéséhez, mint pl. a rádiumkészítmények tisztítása, sterilizálása, biztosító fonalak befűzése, stb. megfelelő vastagságú ólompáncélokkal és ólomüveglapokkal ellátott munkaasztalokat készíthetünk, addig több munkafolyamat alatt, így elsősorban magának a rádiumkezelésnek az elvégzése folyamán az orvos és az asszisztensek teljesen védetlennül vannak a gammasugárzás káros hatásának kitéve.

A külföldi radiológiai szakirodalom mindig újra és újra foglalkozik ezzel a minden egyes gynekológiai rádium-osztályt érintő kérdéssel, azonban megoldást eddig még nem talált rá. További sugársérülések elkerülése céljából célul tűztük ki egy olyan gamma-sugárvédelmi berendezés kikísérletezését, mely egyrészt elegendő védelmet nyújt a gynekológiai rádiumkezelések egészségügyi személyzete részére, másrészt amelynek használata mellett a gyógykezelés még jól elvégezhető.

Az elgondolásunk alapja az volt, hogy egyrészt a műtőben is a rádium egészen a betegbe helyezés pillanatáig valahogyan vastag ólomvédelem mögött legyen, itt történjék a vele kapcsolatos minden manipuláció, másrészt a betegbe helyezés és az ezt követő folyamatok alatt az orvos és a beteg közé megfelelő vastagságú ólompáncél kerüljön, mely álltól lefelé a karok kivételével az orvos egész testét megvédje a betegben már bennlévő rádium gammasugárzása ellen.

Különböző gamma-sugárvédelmi konstrukciókkal próbálkoztunk egyrészt annak tisztázására, hogy meddig lehet az orvos mozgását korlátoznunk, másrészt méréseket és számításokat végeztünk acélből, hogy az egyes védő páncélok szerepe külön, külön kiértékelhető legyen és így megmutatkozzék, hogy milyen irányokban kívánatos még a védelem fokozása.

A végleges megoldásunk a következő lett: a műtő egyik sarkában egy nagyobb ólomkutat helyeztünk el, amelybe a már sterilizáltan behozott rádium teljes mennyisége belekerül. A műtő

közepén néhány méter távolságban egymástól két műtőasztal áll, köztük egy kisebb ólomkút, míg előttük acélvázra szerelt, 65 mm vastag ólomlapokból készült súlyos páncél, mely a rádiumbehelyezés idejére a beteg és az orvos közé acélsíneken mindkét asztalhoz könnyen begördíthető. A két műtőasztalt a teljes kezelési idő lerövidítése céljából alkalmaztuk, mivel így a betegek cserélésével és előkészítésével kapcsolatos idővesztés is kiűszöbölhető.

A páncél a karok és az áll befogadására megfelelő kivágásokkal, továbbá könyöktámaszokkal, a kezelési terület éles megvilágítására szolgáló kicsiny reflektorral, végül Duhrsen-dobozzal van ellátva. Így, míg egyrészt bizonyos korlátozást jelent az orvos részére, másrészt bizonyos előnyöket is biztosít számára.

A nagy ólomkútból mármint csak a soron lévő beteg kezeléséhez szükséges rádiummennyiség kerül a kis ólomkútba, majd innen a páncél begördítése után a betegbe. A felhasznált ólom súlya több, mint egy tonna.

Miután meggyőződünk arról, hogy a rádiumkezelés új sugárvédelmi berendezésünk használata mellett is aránylag rövid gyakorlat után hátrányok nélkül elvégezhető, tüzetes sugárvédelmi méréseket végeztünk. Méréseink kettős célt szolgáltak, egyrészt megállapítani a fontosabb testrészeket érő helyi dózisokat ólomvédelem nélkül, majd pedig az egyes új sugárvédelmi berendezéseink alkalmazása esetén, másrészt a mérések alapján kiszámítani az egész testre vonatkozó térfogatózisos alakulását.

Méréseinket a Holthausen—Hamann-féle fotografikus mérési eljárásnak bizonyos célszerűnek mutató módosításaival végeztük. Mivel a térfogatózisoszámításoknál kizárólag a gammasugárzásnak van jelentősége, az elkerülhetetlen szekunder bétasugárzások kikapcsolására méréseink egy részénél a filmkockákat vékony ólomburkolattal láttuk el, mely a külső eredetű bétasugarakat teljesen elnyeli, viszont saját szekunder bétasugárzásával kedvezően hozzájárul a film erőteljesebb megfeketítéséhez.

A térfogatózisoszámításokhoz részben a Maynard-féle formulát használtuk:

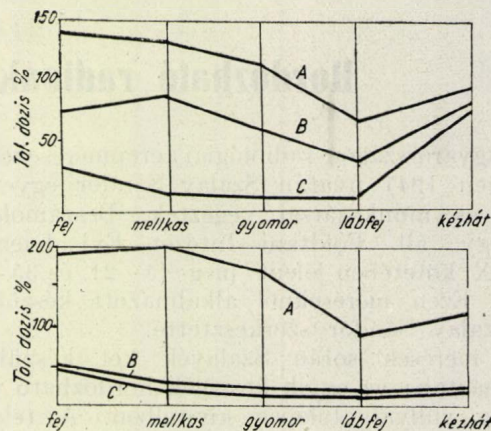
térfogatózisos =

$$= 1,44 \cdot D \cdot A \cdot d_{1/2} \left(\frac{100 - d_{\text{exit}}}{100} \right) \left(1 + \frac{2,88 d_{1/2}}{f} + \frac{4,16 d_{1/2}^2}{f^2} \right),$$

ahol D = felületi dózis, A = mező nagyság cm^2 -ben, $d_{1/2}$ = 50%-os mélydózis távolsága a felszíntől, d_{exit} = kilépési hely mélydózis %-a, f = fókuszbőrtávolság, részben pedig a testet elemi részekre bontottuk és ezek tömegeit közvetlenül beszoroztuk a középpontjukra érvényes dózisértékekkel.

Valamennyi mérési adat egységesen 600 mg rádiumra vonatkozik, azaz amennyiben az egyes méréseknél a felhasznált rádium mennyisége esetleg kevesebb volt, ezeket is 600 mg-ra számoltuk át, hogy ilyen módon az eredmények közvetlenül összehasonlíthatók legyenek.

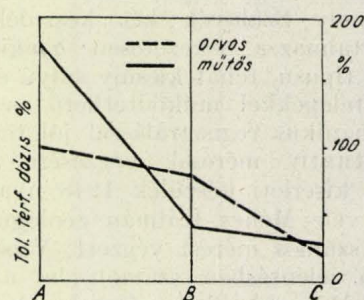
A százalékok kiszámításánál 100%-nak vetjük az egy napra eső toleranciadózis-értékeket,



1—2. ábra

és pedig a kéz kivételével valamennyi testrészen levegőben mért 50 mr-et, a kézre nézve pedig a legújabb irodalmi adatok szerint ennek háromszorosát, azaz 150 mr-et. Szórt sugárzással együtt ezeknek az értékeknek 85, ill. 250 mr/die felelnek meg.

Méréseinket a sugárvédelem három különböző fázisánál végeztük, a megfelelő eredményeket az ábrákban A, B és C betűk jelzik a következő módon: A vonal: számottevő ólomvédelem nincs,



3. ábra

ami megfelel az általánosan szokásos munkafeltételeknek, B vonal: nagy és kis ólomkút alkalmazása, C vonal: a két kút és páncél együttes alkalmazása.

Az 1. ábra a rádiumkezelést végző orvoson, a 2. ábra a műtős nővérén végzett mérések eredményeit mutatja, míg a 3. ábra a térfogatózisosértékeket tartalmazza. Az eredmények mérlegelésénél természetesen figyelembe kell vennünk azt a tényt is, hogy a mért értékek az orvos, ill. nővér napi munkájának csak egy része folyamán kapott sugármennyiségeket jelentik, amelyhez beosztá-

suktól függően még további sugármennyiségek is járulnak, melyekkel összegezve kell, hogy értékük 100%-on belül legyenek.

A mérések alapján összefoglalólag megállapíthatjuk, hogy új gamma-sugárvédelmi berendezéseinkkel sikerült a gynekológiai rádiumkezelések-

nél a napi sugáradagot mind az egyes szervekre, mind pedig a teljes térfogató dózis szempontjából lényegesen a toleranciadózis értéke alá leszorítani.

Bozóky László

Országos Onkológiai Intézet.

Hordozható radioaktív sugárzásmérő készülék

Magyarországon radiológiai terepméréseket első ízben 1947 nyarán Szalay Sándor egyetemi tanár és munkatársai végeztek. Beszámolójuk a magy. áll. Földtani Intézet Évi Jelentése 1948. X. kötetében jelent meg (5–21. és 35–50. oldal). Ezen méréseknél alkalmazott készüléket Szalay Sándor szerkesztette.

A mérések során Szalayék két készüléket alkalmaztak: az egyik készülék hordozható volt, 4,8 kg súllyal, telepes kivitelben. A telepek kb. 400 üzemórára voltak méretezve. A készülék fejhallgató indikációval működött és fő alkalmazása az volt, hogy segítségével felderítsék azokat a helyeket, ahol a szokásosnál nagyobb aktivitások mutatkoztak. A másik készülékük 12 V-os autóakkumulátorról működő lényegesen nagyobb méretű és súlyú volt. Segítségével azonban szám-szerű sugárzási adatokat lehetett kapni, amennyiben a számolócső által szolgáltatott impulzusokat elektromechanikus számológépezet segítségével regisztrálták.

1948 tavaszán érlelődött meg bennem a gondolat, hogy egy olyan készüléket kellene építeni, amely Szalayék két készülékének az előnyeit tartalmazza, nevezetesen: a) kifejezetten hordozható típusú, tehát kicsiny súlyú és méretű, b) száraz telepekkel működtethető és végül c) elektromechanikus regisztrálással jól reprodukálható kvantitatív mérések végzésére alkalmas.

Az első kísérleti készülék 1948 nyarán el is készült és vele Méhes Kálmán geológus Sopron környékén számos mérést végzett. Vizsgálatairól összefoglaló jelentésben számolt be a M. Tud. Akadémia Műszaki Tudományok Osztályán.

Ebben az első típusban a számolócső működtetéséhez szükséges nagyfeszültséget Szalayék nyomán én is Zamboni-oszloppal oldottam meg. A készülék elektromos rendszere 4 csöves egység volt. Az első két cső impulzus formálást (impulzus időtartam és amplitudo behatárolást) végzett, a második két cső pedig multivibrátor kapcsolásban működött, egy stabil állapottal. Ez az utóbbi rendszer bizonyult a legmegbízhatóbbnak elektromechanikus számológépezetek működtetésére. A készülék 1,25 V fűtőfeszültség mellett 200 mA fűtőáramot fogyasztott, az anód táplálása pedig mindössze 30 V anódtelepből történt. Az áramfelvétel max. számolási sebességnél sem

haladta meg a 8 mA-t. Ilyen kicsiny feszültség és áramfogyasztás mellett különleges számológépezetet alkalmaztam: egy kisméretű Danuvia ébresztőórát építettünk át oly módon, hogy a mutató továbbításához szükséges erőt az óra felhúzott rugóereje szolgáltatotta. A multivibrátorból nyert jól definiált impulzus egy piciny elektromágnes segítségével csupán egy reteszeléssel oldott ki. Ekkor a rugó a mutatót egy pozícióval továbbította és a reteszelés automatikusan ismét bekövetkezett. Ilyen módon sikerült igen kis elektromos teljesítménnyel megoldani a számlálások regisztrálását.

A készülék mérete 20x15x8 cm volt. Ebben a méretben volt elhelyezve a számolócső, a nagyfeszültségű Zamboni-oszlop, a 4 csöves elektronikus berendezés, valamint a fűtő- és anódtelep is. A számoló óra külön egység volt, kb 12x8x2,5 cm. A készülék fejhallgató indikátorral is rendelkezett. Az elektronikus egység, a számoló óra és a fejhallgató együtt egy 27x16x8 cm méretű vállra akasztható bőrtokban nyert elhelyezést. A mérőberendezés teljes súlya 3,2 kg. volt.

1948 őszén a Zamboni-oszlop bizonytalanságai előjöttek: a nedves idő beálltával a feszültség oly mértékben leest, hogy a pótcellákkal sem adta ki a számolócső működtetéséhez szükséges feszültséget. A nagyfeszültség szolgáltatását megbízhatóbb eszközökkel kellett biztosítani. E célból kidolgoztam egy nagyfrekvenciás nagyfeszültségű rendszert. Ez a megoldás azonban magával vonta az anódfeszültség-telep növelését, tehát célszerű volt az egész készüléket is átkonstruálni.

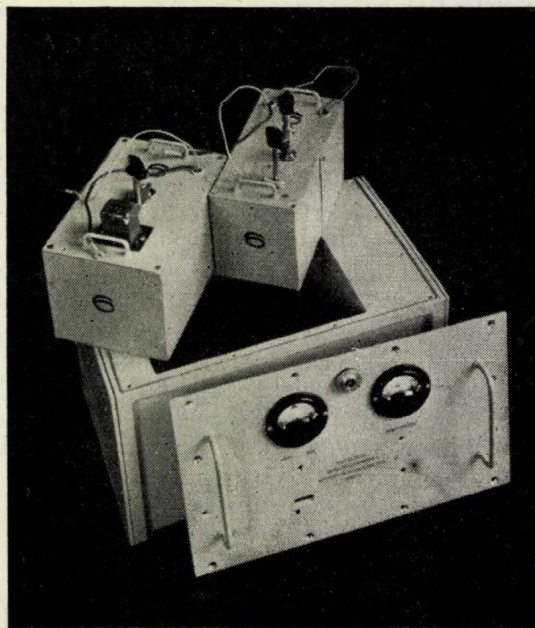
Az átkonstruált készülék 27x16,7x19 cm méretű volt. Súlya telepek nélkül 3,3 kg. A célszerűen kb. 400 üzemórára méretezett anód- és fűtőtelep együtt azonban 5,6 kg (1 db 120 V-os anódtelep és 1 db Aerodyn oxigén elem), így az üzemképes készülék teljes súlya 8,9 kg-ra emelkedett. Ez a készülék azonban még nem volt alkalmas kivitelű arra, hogy a legkülönbözőbb időjárási viszonyok mellett is (esőben, hóban, ködben) kifogástalan működést biztosítson. A most ismertetendő készülék kapcsolástechnikailag megegyezik az előbbivel, csupán a kivitt módosított olyan formában, hogy a legszigorúbb terepkövetelményeket is teljes mértékben kielégítse.

Szalayék méréseiből kitűnik, hogy a legnagyobb észlelt sugárzás-intenzitás kb. 100/perc volt. Ha feltesszük azt, hogy különösen nagy intenzitások adódnak, üzembiztosan kell kb. 500 impulzust percenként számolni. Ha tehát olyan számológépet alkalmazunk, amely periódikus jelek esetén kb. 1000 jelet tud percenként regisztrálni, akkor a statisztikusan eloszló impulzusok esetén egymást $1/16$ mp-re követő két jelet még regisztrálni képes. Így pedig különösen hosszabb ideig tartó mérések esetén (10–30 perc) éppen a tekintetbe jövő kis intenzitások miatt az $1/16$ mp-en belül következő impulzus-ismétlődések kis száma elenyésző hibát okoz. A számológépet meghajtását a fogyasztás csökkentése szempontjából az egy stabil állapotú multivibrátorral úgy célszerű megoldani, hogy a számológép mágnes-tekerése ennél az $1/16$ mp-nél rövidebb ideig legyen gerjesztve, hiszen az $1/16$ mp alatt a számológép visszaállásának is be kell következnie. Az általam alkalmazott számológép jelfogó kb. $1/50$ mp időtartamú meghúzásra kifogástalanul működik. A meghúzás alatt a multivibrátor második csőve erre az $1/50$ mp-re kb. 50 mA csúcsáramot szolgáltat.

A multivibrátort egalizált impulzusokkal célszerű vezérelni. Ezért a G-M cső által szolgáltatott impulzusokat egalizálni kell. Hely- és áramtakarékosági okokból erre a helyre egy telepes pentagrid konverter csövet alkalmaztam. A cső első rácsa a pozitív fűtővégre van kapcsolva, a második rácsa pedig mint anód szerepel. A harmadik rács negatív előfeszítéssel le van zárva, így nyugalomban a cső anódárama nulla, a második rács árama maximális. Ha a számológép felől negatív lökés érkezik, az első rács lezár, a második rács pozitív lökést küld egy csatoló blokkon keresztül a harmadik rácsra, így tehát a lökés időtartamára az anód vezetni kezd. Ez a negatív lökés pedig már működtetni képes a számológép multivibrátort.

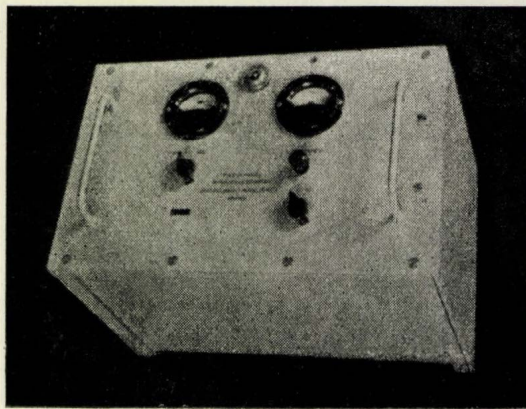
Külön problémát jelent a G-M cső működtetésére szolgáló nagyfeszültség előállítása. A nagyfrekvenciás nagyfeszültség csak akkor gazdaságos, különösen G-M csőveknél adódó kis áramfogyasztások esetén, ha nem folyamatos oszcillátort alkalmazunk. Így tehát triódának kötött telepes pentóda végerősítő csövet használtam u.n. blocking oszcillátor kapcsolásban. Az oszcillátor tekercse légmagos kivitelben bizonyult a legmegfelelőbbnek. Az oszcillátor 8–10 kc/s ismétlődéssel nagyáramú anódáram lökéseket eredményez és ez a szekunder tekercsben a kívánt maximálisan 1600 V nagyfeszültségű lökéseket állítja elő. A feszültség szabályozása a cső anódáram felvételének a szabályozásával történik, soros ellenállás segítségével. Tekintve, hogy a rácskomplexum által megszabott periodicitással folynak le a nagyáramú anódimpulzusok, az anódáram impulzusok középárama egyenáramú műszerrel

mérve mértéke az anódimpulzusok csúcserőértékének, tehát a szekunder körben indukált nagyfeszültségnek is. A nagyfeszültség mérése tehát kicsiny fogyasztók esetén anódáram mérésre vezethető vissza.



1. ábra

A szekunder tekercsben indukált nagyfeszültségű lökéseket egy telepfűtésű (1,25 V, 25 mA) egyenirányítócsővel egyenirányítottam. Az aránylag nagy frekvencia és kis terhelés miatt a szűrés kis értékű kondenzátorral megoldható.



2. ábra

Mivel a nagyfeszültségű egyenirányító cső is telepfűtésű, célszerűen a közös fűtőtelepből tápláltam. Ebből következik azonban, hogy az egyenirányított nagyfeszültség pozitív vége kerül földpotenciálra. Kellemetlen ez abból a szempontból, hogy a G-M cső egyik elektródája sem lehet közvetlen földpotenciálra kötve. Ha ugyanis a pozitívra kötendő fonalat földelem, akkor a henger vezetékebe kell kötni a kioltó ellen-

állást és ekkor pozitív lenne a levehető impulzus. Az elektronikus rendszer pedig, mint azt már láttuk, éppen a csőtakarékosság miatt negatív jelet érzékel. A kioltó ellenállást tehát a föld és a fonal közé kellett beiktatni. Tapasztalat szerint azonban ez semmiféle hátrányt sem jelentett.

A jelenlegi készülék az üzembiztonság szempontjából dugaszolhatóan kiképzett egységekből áll. Külön egység a nagyfeszültséget előállító oszcillátor és egyenirányító, külön egység az impulzus-formáló és multivibrátor. A készülék dobozában külön lezárt rekeszben van az anódtelenp és külön rekeszben a fűtőtelep. Tapasztalataink alapján az Aerodyn fűtőtelepekről célszerű volt lúgos akkumulátorra áttérni.

A készülék állandó ellenőrzésére két mérés-határú műszer szolgál (fűtés és anódfeszültség). A készülék bekapcsolása alkalmával bekapcsolódik a fűtőfeszültséget mutató műszer is. Ez egyidejűleg a készülék bekapcsolt állapotát is jelzi. A másik beépített műszer az oszcillátorcső anódkörében van elhelyezve. Ez a műszer tulaj-

donképen nagyfeszültségre kalibrálható, amint azt már az előzőekben láttuk. A készülék kivitele masszív és vízre tömített. Öntött alumíniumházban lévő szerkezetben vannak elhelyezve az egyes dugaszolható egységei, a fedőlapok pedig gumitömítéssel zárnak. Remélhetőleg ez a készüléktípus a terepen teljes mértékben meg fogja állni a helyét. Valószínűleg ez a készüléktípus integrátorral is megoldható lesz nagyobb intenzitások mérése céljából. Ilyen irányban biztató kísérleti eredményekkel már rendelkezem.

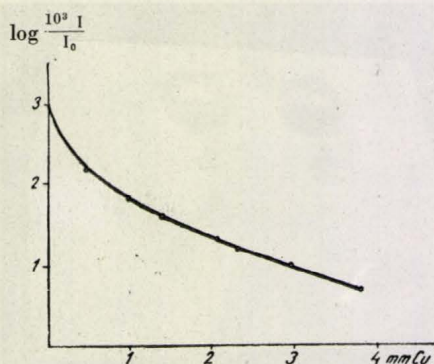
Ezúton fejezem ki köszönetemet az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Vezetőségének, hogy lehetővé tették számomra ennek az előadásnak a megtartását és a készüléknek fizikus nyilvánosság előtt való bemutatását. Ugyancsak köszönetet fejezem ki a Radioaktív és Elektronikus Készülékeket Kivitelező KTSZ-nek is azért az odaadó munkáért, amellyel ennek a készüléknek a kivitelezését végezte.

Tari László

Központi Fizikai Kutató Intézet.

Logaritmikus intenzitás-skála előállítása röntgensugarakra és ennek felhasználása

Logaritmikus intenzitás-skála akkor áll rendelkezésünkre, ha a skála egymásra következő fokozatai mértani haladvány módjára növekszenek, vagy csökkennek. Nyilvánvalóan logaritmikus intenzitás-skálát kapunk röntgensugarakra,



1. ábra. Sugárgyengülés rézben.

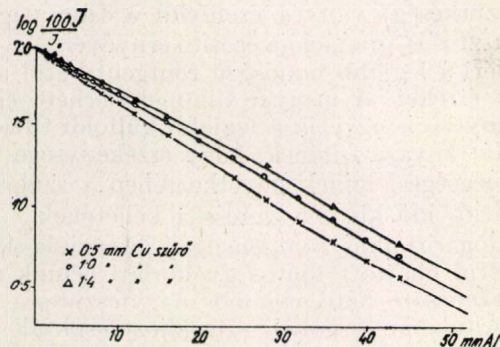
Feszültség: 102 kV csúcs, kapcsolás: Villard, cső-
önszűrő: 1,5 mm Al

ha párhuzamos monochromatikus röntgensugárnyaláb bocsátunk olyan lépcsőzetesen növekvő vastagságú testre, amelynek egyes lépcsői szám-tani haladvány módjára emelkednek. Az n -ik lépcsőn áthaladt röntgensugárnyaláb intenzitása: $I = I_0 e^{-\mu n d}$, ahol I_0 a beeső sugárzás, I pedig a kilépő sugárzás intenzitása, d a lépcső magassága, μ pedig a lineáris sugárgyengítési együttható.

A valóságban a röntgenső polychromatikus sugárnyaláb bocsát ki, amelyben foglalt nagyobb hullámhosszúságú komponensek az abszorpció alkalmával nagyobb mértékben gyengülnek, mint a rövid hullámhosszúságúak. Ismert tény, hogy ennek következtében a sugárzás növekvő vastagságú rétegen áthaladva egyre jobban gazdagodik rövid hullámhosszúságú összetevőiben. A sugárzásnak ezen homogénné válását úgy szokás tanulmányozni, hogy az intenzitás logaritmusát ábrázoljuk a rétegvastagság függvényeként. Az 1. ábra 102 kV csúcsfeszültségű Villard-kapcsolású röntgenberendezéssel előállított sugárzás gyengülését ábrázolja rézben. A méréseket egy Küstner-féle nagy ionos kamrával végeztem. Mint látható, 2,2 mm rézvastagságon túl a sugárgyengülési görbe kezd kiegyenesedni, vagyis a sugárzás látszólag homogénné vált.

Nevezetes tény azonban, hogy a sugárzásnak gyakorlati értelemben vett homogénné válása már jóval a sugárgyengülési görbe kiegyenesedése előtt észlelhető, ha a további sugárgyengítést egy lényegesen alacsonyabb rendszámú anyagban végezzük. A 2. ábra 0,52, 1,02 és 1,44 mm rézzel megszűrte sugárzás gyengülését mutatja Al-ban ugyancsak ionkamrás mérések alapján. A rajz szerint Al-ban már az 1 mm vastag rézlemezzel szűrte sugárzás egyenletes logaritmikus gyengülést mutat egészen 40 mm rétegvastagságig, az 1,44 mm rézréteggel szűrte sugárzás pedig még nagyobb Al-rétegvastagságokig használható.

A 2. ábrából leolvasható, hogy a Villard-kapcsolás szerint pulzáló 102 kV csúcsfeszültséggel előállított 1,02 mm rézzel szűrtröntgensugárzás felező rétege 10,0 mm Al, aminek megfelel 0,195 Å effektív hullámhosszúság. Miután 102 kV csúcsfeszültség mellett a sugárzás minimális hullámhosszúsága 0,122 Å, a sugárzás ténylegesen még

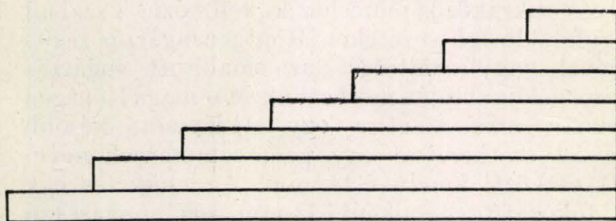


2. ábra. Sugárgyengülés Al-ban különböző réz-előszűrés mellett. Feszültség: 102 kV csúcs, kapcsolás: Villard, cső-önszűrő: 1,5 mm Al

nem homogén, hanem csak a szűrés előtti spektrális terjedelmének mintegy $\frac{1}{4}$ részére szűkült össze.

A méréseknél felhasznált Al-lépcső vázlatos felépítése a 3. ábrán látható. A lépcső a valóságban 15 egyenként 4 mm vastag fokból állott, az egy fokozat által létrehozott sugárgyengítés 10 mm felezőréteg esetében $I/I_0 = 0,760$, aminek megfelel a logaritmikus skálán: $-0,120$, a 2. alapú log skálán: $-0,4$.

A logaritmikus intenzitás-skálát felhasználhatjuk röntgenfilmek feketedési görbéjének felvételére. A film feketedését intenzitáskülönbségek okozzák és voltaképpen intenzitás-skálával helyes a feketedési függvényt tanulmányozni, nem pedig időskála szerint, amint az szokásos.



3. ábra. Alumíniumlépcső

Ha erősítő ernyő nélkül, tisztán röntgensugarakkal készítünk felvételt, az intenzitás- és időskála szerinti feketedésgörbének meg kell egyeznie, mert a röntgensugarak által létesített feketedésre érvényes a Bunsen—Roscoe-törvény, mely szerint

$$S = cIt,$$

ahol S a feketedés, t az idő, c pedig egy arányossági tényező.

A logaritmikus időskála szerinti vizsgálatoknál a filmen egymás mellett kis négyzet alakú sugármezővel feketedéseket hozunk létre 1, 2, 4, 8... mp-es megvilágításokkal. Sok időt takarítunk meg, ha táguló szögnyílású forgó szektorral készítünk felvételt. Az általunk készített szektor a 4. ábrán látható; 4 mm vastag és 27 cm átmérőjű, kör-

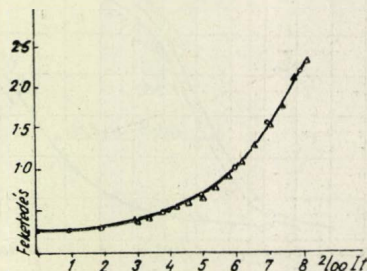


4. ábra. Forgó szektor

alakú ólomkorongban az ábrán látható szektorgyűrű alakú nyílásokat vágtuk ki. A legbelső 3 cm sugarú kivágás összes területe 240° -nak felel meg, a következő 1 cm-rel nagyobb sugarú szektorgyűrű 120° -nak s minden következő szektorgyűrű nyílásszöge a megelőző szektornyílásszögének felével egyenlő. Összesen 9 fokozat van a korongon. A kivágások elosztását a centrifugális erők egyensúlya miatt választottuk diametrálisan kettőre osztva. Az ólom deformációjának elkerülése végett a fordulatszámot percenként 500–1000-ig állítottuk be.

Az intenzitás-skála és az időskála kölcsönös ellenőrzésére erősítő ernyő használata nélkül felvételt készítettünk ugyanarra a filmre; egymás mellett.

A felvételeket egy Pulfrich-féle fotométerrel mértük ki. Az eszközt kissé módosítottuk, hogy

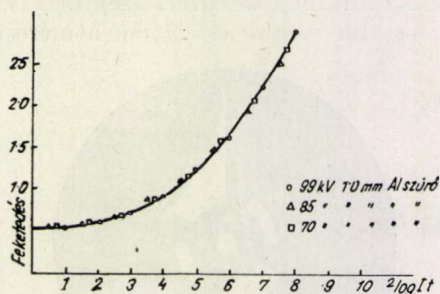


5. ábra. Röntgenfilm feketedési görbéje. \circ forgó szektorral készült felvétel mérési adata. \triangle Al-lépcsővel készült felvétel mérési adata

alkalmas legyen a röntgenfelvételek megfigyelésekor érvényesülő diffúz feketedés mérésére. A tárgyasztalon egy-egy opálüveglemezt helyeztünk el a két sugárnyaláb útjába. Az opálüvegre tett vékony diafragma segítségével csak 5 mm \varnothing kör alakú

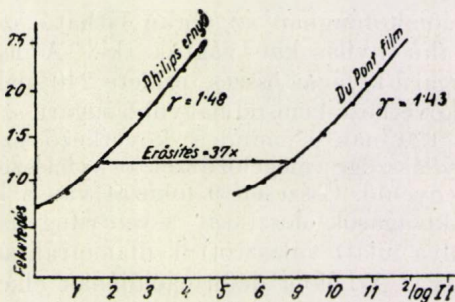
film-mezőt világítottunk meg, méréskor a film az érintkezésig közel volt az opálüveglemezhez.

Az idő-és az intenzitás-skála szerinti feketedések egyezését erősítő ernyő nélkül készített röntgenfelvétel esetében az 5. ábra bizonyítja.



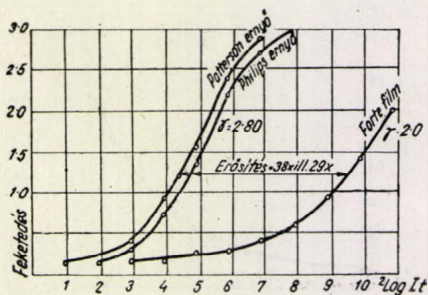
6. ábra. A fényképező lemez feketedése különböző keménységű röntgensugarak hatására

A 6. ábra, amely forgó szektoros felvételek alapján készült, azt a Glocker és Traub által felderített ténytet igazolja, hogy a diagnosztikai



7. ábra. Erősítő ernyő erősítési tényezőjének meghatározása logaritmikus intenzitás-skálával. Csőfeszültség: 102 kV, szűrő: 1,0 Cu

keményességű tiszta (erősítő ernyő nélküli) röntgensugárzás esetében a feketedési görbe lefutása független a feszültségtől.



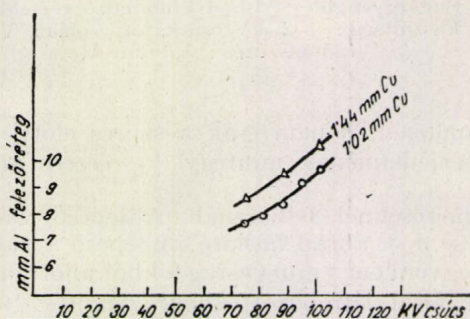
8. ábra. Hazai gyártású röntgenfilm feketedési görbéje erősítő ernyővel és anélkül. Csőfeszültség: 70 kV csűs, szűrő: 1,0 Al

A röntgenfelvételeknél használt erősítő ernyők erősítési tényezőjét oly módon határozhatjuk meg, hogy felvételt készítünk az Al-lépcsővel ugyanarra a filmre egymás mellett erősítő ernyő nélkül, majd erősítő ernyővel és a mérések alapján meg-
rajzoljuk a feketedési görbéket.

Adott feketedésnek megfelelő erősítés számértékét a 7. ábra szerint úgy állapítjuk meg, hogy a kérdéses feketedésnek megfelelő abszcissa-távolságot az erősítő ernyővel felvett és az ernyő nélküli feketedési görbe között megmérjük.

A hazai gyártmányú Forte röntgenfilm kiváló tulajdonságait bizonyítja a 8. ábra. A magyar filmnek igen alacsony fátyola (megvilágítás nélküli szűrkeség) van és ezenfelül a film nagyon kontrasztos is, gradációja erősítő ernyővel $\gamma = 2,8$, ami eléri a legjobb minőségű röntgenfilmtől megkívánt értéket. A magyar filmmel elérhető erősítési tényező is egyezik a legjobb külföldi filmekével. Hátránya a filmnek, hogy érzékenysége még nem elégséges, minek következtében a szükséges expozíciós idő kb. 2,5-szerese a kelletének.

A logaritmikus röntgensugár intenzitás-skálával elérni óhajtott fontos gyakorlati célunk még a röntgensőre ható villamos nagyfeszültség mérése. Általában a golyós szikraközt szokták erre

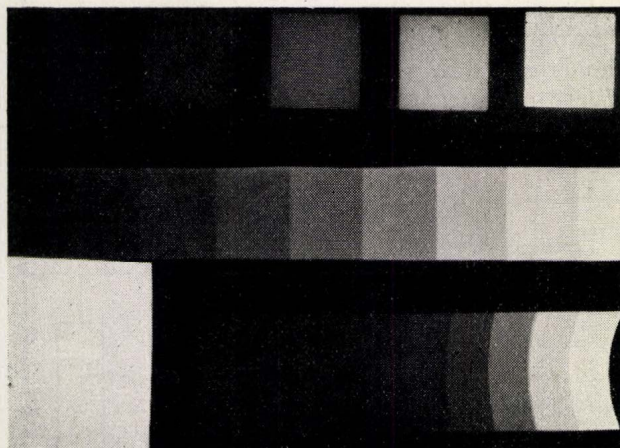


9. ábra. A felezőréteg változása a csőfeszültséggel 1,02 mm és 1,44 mm Cu előszűrés mellett

a célra felhasználni, de egytankos röntgenberendezéseknél ez a módszer nem használható és elég körülményes a megvalósítása a modern röntgenkészülékeknek, amelyeknél a csövet, a magasfeszültségű vezetéket és a transzformátort egy összefüggő földezett fémburkolat borítja, amiből golyós szikraközös méréshez ki kell hozni a szabad nagyfeszültségű vezetéket. Röntgensugárzás segítségével nagyfeszültséget az előállított sugárzás abszorpciója alapján mérhetünk. Már maga Röntgen használt erre a célra egy Al-lépcsőt, később Benoist szerkesztett egy penetrométernek nevezett eszközt, amely 0,11 mm Ag-lemez és egy 12 fokozatú egyenként 1 mm fok magasságú Al-lépcső abszorpciójának összehasonlításán alapul. Ezek az eljárások és a későbbi hasonlóak merőben kvalitatív jellegűek voltak. Holthusen, Jacobi és Liechti az ő híres kvalitásdiagrammaikban a terápiában használatos sugárzások ionizáció alapján mért első felező rétegét hozzák kapcsolatba az alkalmazott Cu, ill. Al-előszűréssel és a csőfeszültséggel. Az ő görbéikből értékelt adatok azonban 10–15%-ig hibás eredményt adhatnak, mert a röntgenső saját szűrése és jelleggörbéje, továbbá a nagyfeszültség időbeli lefutása a felező réteg értékét módosítja.

A felsorolt tényezők zavaró hatása csökken, ha extrém nagyfokú szűrést alkalmazunk, ami nem használatos ugyan a terápiában, de egyébként is szükséges a logaritmikus intenzitás-skálához. Az erős előszűrés még azzal az előnnyel is jár, hogy a felezőréteg változása a feszültséggel nagyobb-fokú, mint a közönségesen használt szűrések mellett. Hátrány természetesen az észlelési idő meghosszabbodása.

A gömbszíkaraközzel elérhető mérési pontosság a 4823 MNOSz szabvány és a nemzetközileg elfogadott vélemény szerint 2–3%. Többéves



10. ábra. Felvételek a röntgen-film feketedési görbéjének meghatározásához: *Felső sor*: Logaritmikus időskála egymás után, növekvő expozíciós idővel készítve. *Középső sor*: Logaritmikus intenzitás-skála; alumíniumlépesővel készült felvétel. *Alsó sor*: jobboldalt: Logaritmikus időskála; forgószektorral készült felvétel

tapasztalataink ezt a véleményt általában megerősítik, laboratóriumunk saját készülékét különös gondnal valamivel nagyobb pontossággal tudtuk kimérni.

Ionkamrás méréseim szerint, amelyek eredményét a 9. ábra tartalmazza, erős előszűrés mellett is kb. 1% pontossággal lehet felezőrétegvastagságot mérni, ha röntgenberendezésünk lehetővé teszi, hogy mérés közben a feszültséget és csőáramerősséget állandóan tartsuk.

A 9. ábra görbéje szerint 1,02 Cu előszűrés mellett 100 kV feszültség környezetében a felezőréteg számértéke megközelíthető a következő függvénnyel:

$$\text{felezőréteg} = 0,3 V^{3/4} \text{ mm Al,}$$

ahol V a csőfeszültséget jelenti kV-ban. Ionometrikus felezőréteg mérés alapján tehát elvben el lehet érni 1% pontosságot.

A logaritmikus intenzitás-skálával megkezdett fotografikus felezőréteg ill. feszültség-méréseinkkel ezideig 5–10% mérési pontosságot sikerült elérni. Meg fogjuk vizsgálni, lehetséges-e nagyobb pontosság elérése.

A 10. ábrán logaritmikus időskálaival és logaritmikus intenzitás-skálával készült felvételek láthatók.

A kísérleti eszközök és a felvételek készítése az Országos Sugárfizikai Laboratórium két technikusára: Bressán István és Orbán Ernő, a fotométeres méréseknél pedig feleségem volt segítségemre, akiknek e helyütt is köszönetet mondok.

Orbán György

Országos Sugárfizikai Laboratórium

Szcintillációs számláló antracénnel

1903-ban Crookes, Elster és Geitel (1) felfedezték, hogy apró ZnS kristályok α részecskék hatására szcintillálnak. Elsőnek Regener (2) alkalmazta a ZnS kristályok szcintilláló tulajdonságát α részecskék számlálására. Az α részecskék számlálásához kb. 30-szoros nagyítású, nagy numerikus apertúrájú mikroszkóp volt szükséges. A megfigyelőtől nagymértékben független számlálást ír le Geiger és Werner (3). Két megfigyelő nézi egyszerre két mikroszkópon keresztül a szcintilláló ernyőt és az észlelt felvillanásokat mozgó papírszalagon rögzíti. A két megfigyelő által külön észlelt és az összeeső megfigyelések számából ki lehet számítani a szcintillációk valódi számát és az egyes megfigyelők számlálásának határfokát. Ez gyakorlott megfigyelőnél 90–95%-ot érhet el. A vizuális módszert csak α részecskék detektálására lehetett használni, β és γ részecskéket nem lehetett számlálni.

1947-ben kezdték alkalmazni szcintillációs megfigyelésre a fotoelektronsokszorozót (4).

A módszer nagyon gyorsan kifejlődött és elterjedt. Ez annak tulajdonítható, hogy széles körben lehet alkalmazni és sok tulajdonságában lényegesen felülmúlja a régebbi számlálási módokat.

Az alkalmazásokat három csoportba oszthatjuk:

1. elemi részek detektálása (α , β , γ sugarak, mezonok, protonok, neutronok);
2. elemi részek energiájának mérése;
3. elemi részek okozta koincidenciák mérése.

A szcintillációs számláló működése a következő: Valamilyen szcintilláló anyag (foszfor) a számlálendő részecske energiájának egy részét fényenergiává, fotonokká változtatja, a fotonok az elektronsokszorozó katódján elektronokat váltanak ki, ezek a sokszorozón áthaladva az anódon a sokszorozásnak megfelelően felnagyított elektromos impulzust adnak. Ez még regisztrálásra általában kicsi, ezért erősítőre van szükség.

Az erősítő után impulzus leosztó és számláló következik.

Vizsgáljuk meg, milyen követelményeket kell ezeknek az alkotórészeknek kielégíteniük a számláló előbb említett felhasználási módja esetén.

Nézzük először a szcintilláló anyagot. Szcintilláló foszforként szerves, szervetlen kristályokat és folyadékokat lehet használni. Az ionizáló részecskéket könnyű detektálni akár szerves, akár szervetlen szcintilláló anyaggal; γ sugarak jó hatásfokkal való detektálására azonban nagy atomsúlyú elemekből álló kristály alkalmas, mert csak abban lesz lényeges abszorpció. Ilyen anyagok a NaJ (Tl) (5) és $CaWO_4$ (6) kristályok. Gyors neutronok számlálására nagy hidrogéntartalmú (7), tehát szerves kristályok, vagy folyadékok ígérkeznek megfelelőnek (pl. antracén (7), lassú neutronok számlálására viszont Li vagy bórtartalmú anyagok (pl. LiJ (Tl), LiJ (Sn) (8), és metilborát terfeniles xilololdatban (9) alkalmasak.

Energiamérésekre ionizáló részecskéknél szerves kristályok alkalmasak (antracén (10), γ -ra NaJ (Tl) (11).

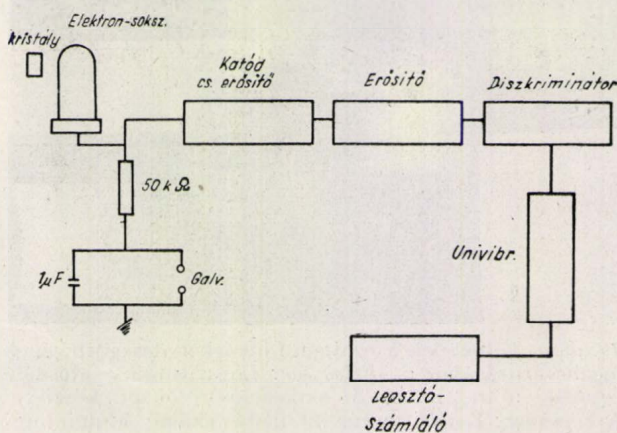
Nagy felbontóképességű (kb. 10^{-9}) koincidenciák szempontjából olyan anyagok kellenek, amelyek a fotonokat a részecske beérkezésétől számítva rövid idő alatt kisugározzák, vagyis olyanok, amelyeknél a fluoreszcencia gerjesztett állapota nagyon rövid. Legjobb a stilbén (12) és a szerves oldatok (terfenil xilolban, benzolban).

Térjünk át az elektronsokszorozóra. Az elektronsokszorozó fotokatódja abban a spektrumtartományban legyen érzékeny, amelyben a szcintilláló anyag sugároz. A látható fényre érzékeny elektronsokszorozóknak a számlálás szempontjából kellemetlen tulajdonsága az, hogy szoba-hőmérsékleten kb. 10^5 impulzus jelenik meg az anódjukon. Ezeket a »zaj«-impulzusokat a katódból a termikus emisszió folytán kilépő egyes elektronok okozzák. A szcintilláció fotonjai ugyancsak egyes elektronokat váltanak ki a katódból és azok sokszorozódnak fel a lemezekeken. Ezek az impulzusok azonban időben nagyon közel vannak. A detektálás szempontjából arra van szükség, hogy a jel-impulzusok nagyobbak legyenek, mint a zaj-impulzusok. Gondoskodni kell tehát arról, hogy rövid idő alatt (mindig $< 10^{-6}$ sec) egymást követő fotonok kiváltotta sok impulzus amplitúdója összegeződjék, ezáltal legyen nagyobb, mint a zaj-impulzusok. Az elektronsokszorozó anódja és a munkaelenállás parallel RC kört alkotnak, ha ennek időállandója elég nagy a fotonok okozta impulzusok időkülönbségéhez képest, akkor azokat összeadja, integrálja. Viszont az RC időállandónak nem szabad olyan nagy lenni, hogy az átlagosan 10^{-5} sec-ra egymást követő zaj-impulzusokat is integrálja. Ez magyarázza azt, hogy szcintillációs számlálóként csak olyan anyagok alkalmazhatók jól, amelyeknek gerjesztett állapota $< 10^{-6}$ sec.

Térjünk át az erősítő vizsgálatára. Ha csak detektálni akarunk, akkor sem lehet egyszerű

hangerősítőt alkalmazni, nehogy az erősítő integrálja a zajimpulzusokat és így eltüntesse a jel- és zajimpulzusok amplitúdókülönbségét. Ezért szélessávú erősítőt kell alkalmazni. Detektálásnál csak annyira kell az erősítőnek szélessávúnak lenni, hogy a zaj-impulzusok ne integrálódjanak, a linearitás pedig annyira követelmény, hogy a torzítás ne rontsa el a zaj- és jel-impulzusok amplitúdókülönbségét. Az amplitúdókülönbséget diszkriminátorral lehet regisztrálni. Ez egy olyan trigger-kör, amely csak akkor ad kimenetén impulzust, ha a bemenő impulzusok amplitúdója egy jól definiált értéknél nagyobb.

A szcintilláló anyagban a részecske energiájával arányos mennyiségű foton keletkezik. Az energiamérés abban áll, hogy diszkriminátor segítségével megvizsgáljuk az impulzusok amplitúdó-



1. ábra

eloszlását. Az utóbbi időben főleg γ sugarak energiájának mérési módszerei fejlődtek ki. Ennél az alkalmazásnál szintén nincs szükség nagyon szélessávú erősítőre, de a linearitás szigorú követelmény.

A szélessávúság viszont koincidenciák mérésénél lesz szigorú követelmény, ha nagy felbontóképességre van szükség. Nagy felbontóképességhez rövid jel, rövid jelhez meredek jelhomlok és jelhát szükséges, ezt pedig csak szélessávú erősítővel lehet elérni. Ennek az erősítőnek ellenben nem kell lineárisnak lenni.

Ezek után térjünk rá az általam elkészített szcintillációs számlálóra. Ennek sematikus rajza az 1. ábrán látható.

Az antracén nem egykristály, több darabból áll össze. Az Orvosfizikai Intézetben készült kristály 3,3 mm vastag $1,2 \text{ cm}^2$ felületű. Az antracén kékes ibolyás fényben szcintillál, és gerjesztett állapotának időtartama $(1,3 \pm 0,2) 10^{-8}$ sec. (12) A kristályt a fotoelektronsokszorozó üvegballonjára helyeztem a katódfelület közepével szemben. A sokszorozó $1 \text{ M}\Omega$ -os ellenállásokból álló osztóláncán 1000 V feszültséget kapott száraztelepekből. Az anód $50 \text{ k}\Omega$ -os ellenálláson és egy nagy-érzékenységű ($4 \cdot 10^{-10} \text{ A/mm}$) galvanométeren át volt a földelt pozitív pólushoz kötve. Az $50 \text{ k}\Omega$ -os ellenállás egyúttal egy katódcsatolású erő-

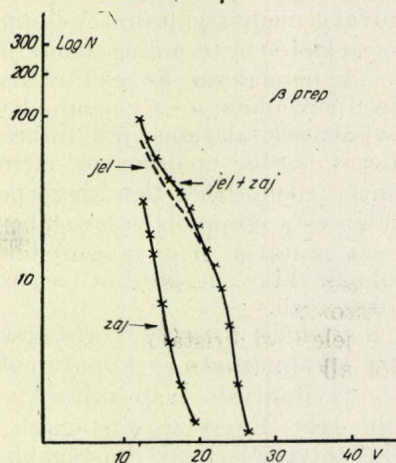
sító rácscellenállása is volt. A sokszorozó anód-föld, a katódcsatolású erősítő bemenő, és a szórt kapacitások összege kb. 10 pF-nak adódott, tehát a már említett fontos RC időállandó $5 \cdot 10^{-7}$ sec. volt. A katódcsatolású erősítő után kb. 3 Me sávszélességű erősítő következett, amely 40 V kimenő feszültségig lineárisan erősített. A felerősített jel amplitúdódiskriminátorra jutott, amely kb. 5 μ sec hosszú és 35 V-os impulzusokat adott tovább. Egy egy-stabilállapotú multivibrátor ezekből kb. 100 V-os és 100 μ sec hosszú impulzusokat állított elő, amelyek már működtetni tudtak egy négy-fokozatos lökesszámlaleosztót.

A számlálót β és γ sugarak detektálására próbáltam ki. Ezeket a méréseket nagyon megnehezítette az a körülmény, hogy az elektronsokszorozó üzem közben «fáradt». A «fáradás» (13) abban mutatkozott meg, hogy az elektronsokszorozó árama az idővel csökkent. A csökkenés arra vezetett, hogy az egyes mérésorozatok nem reprodukálódtak pontosan, ugyanis az amplitúdó-eloszlás-görbék a kisebb amplitúdók felé tolódtak el. Ezt az eltolódást a mérési sorozatokhoz tartozó mért áramértékkel kvantitatíve is ki lehetett küszöbölni.

β forrásul RaE preparátum szolgált, 4 mm széles és kb. 10 mm mély henger alján volt a preparátum, tehát egy jól definiált sugárnyalábot adott. Az itt szereplő β forrás aktivitását az Eötvös Loránd Rádium Intézetben egy 0,1 mm vastag Al-falu G. M. csővel megmértem. 94 ± 2 β rész/sec adódott. A szcintillációs számlálóval mért amplitúdóeloszlás a 2. ábrán látható. (Ordinátá az impulzus-szám logaritmus, abszcissza a diszkriminátor-állás voltokban.) Az ábrából leolvasható, hogy a számláló 10 zaj-impulzust engedve meg, 113 β részecskét számlál másodpercenként. A látszólagos ellentmondás oka az, hogy a G. M. cső 0,1 mm vastag falában a részek 38%-a abszorbeálódik. (A RaE β -jának felezőrétege A-ban 0,152 mm (14). Ezt figyelembe véve az előbbi zaj-nívót megengedve a számláló hatásfoka β sugarakra 86%. Semmi kétség, hogy nagyobb zaj-nívót megengedve, a hatásfok közel 100% lesz.

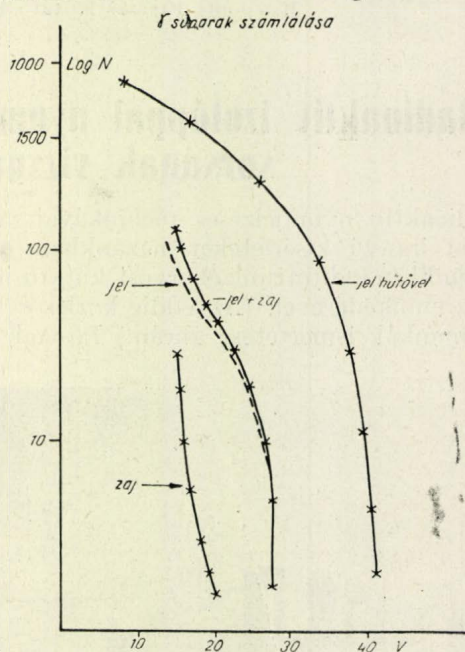
γ forrás 0,155 mC rádiumpreparátum volt. (Az Eötvös Loránd Rádium Intézetben hitelesítve.) A mérés eredményét a 3. ábra mutatja. Ha 45 zaj-impulzust engedünk meg másodpercenként, akkor 88 jel-impulzust kapunk a γ forrást a kristálytól 10 cm-re elhelyezve. A hatásfokot a számlált impulzusok és a kristályt elérő γ kvantumok számának hányadosa adja. A kristályt elérő γ kvantumok számát a preparátum aktivitásának ismeretében a négyzetes törvény segítségével lehet meghatározni, ha feltételezzük, hogy a γ forrás pontszerű és, hogy a négyzetes törvény érvényét a γ sugarak szóródása nem rontja el. Ellenőrző méréseket végeztem arra vonatkozólag, hogy a négyzetes törvény igaz-e ennél az elrendezésnél. A preparátum és kristály távolságát 9–20 cm-ig változtatva a mérési hibán (3%) belül igaz maradt a négyzetes törvény. Figyelembe véve még azt,

hogy a származékaival egyensúlyban lévő rádium minden α bomlásra 2,3 γ kvantumot ad (15),



2. ábra

a hatásfok $0,80 \pm 0,03\%$ -nak adódott. (Vessük össze ezzel az eredménnyel azt, hogy a 3,3 mm vastag antracén kristályon a Klein-Nishina formula szerint számolva a rádium gamma-kvantu-



3. ábra

mainak 1,8%-a szóródik.) Az antracén esetében a fotoeffektus és a párképzés a szóródás mellett elhanyagolható. Több zaj-impulzust megengedve az impulzus-szám, tehát a hatásfok még ennél a nem egészen tiszta kristálnál is nő.

Ezt a növekedést egy 9 fokozatú (512-es osztású) leosztóval megvizsgáltam. Azt tapasztaltam, hogy a jel-impulzusoknak megfelelő számított görbe kisebb impulzusok felé mintegy «telítésbe megy». A számítás azt adta, hogy a szóródott gamma-kvantumok 80–90%-a okozott akkora fényfelvillanást, hogy azt a berendezés regisztrálni tudta.

Az impulzus-szám növekedését kisebb amplitudó felé még cseppfolyós levegővel hűtött elektronsokszorozóval is megvizsgáltam. A cseppfolyós levegő hőmérsékletén a termikus emisszió nagyon lecsökken. A berendezés az elektronsokszorozót hűtve másodpercenként 5–6 zaj-impulzust regisztrált. Az impulzuseloszlás görbéje a 3. ábrán látható. Az elrendezés pontos eredmények elérésére nem volt alkalmas (ellenőrizhetetlen abszorpció a hűtő termosz falán és a cseppfolyós levegőben) de ez a mérés is azt mutatja, hogy a szóródott gamma-kvantumoknak kb. 80–90%-át regisztrálja az elektronsokszorozó.

Tehát a jelenlegi kristály β -részecskék számlálására jól alkalmazható, γ kvantumok számlálására még javítanivaló van rajta.

További cél: Egyrészt vastagabb, másrészt tisztább kristályt készíteni. Vastagabb kristályban több gamma-kvantum abszorbeálódik, nagyobb lesz a hatásfok, tisztább kristályban a gerjesztett fény nem nyelődik el, több fény jut az elektronsokszorozó katódjára, és a jel-impulzusok jobban kiemelkednek a zaj-impulzusok közül.

Keszthelyi Lajos

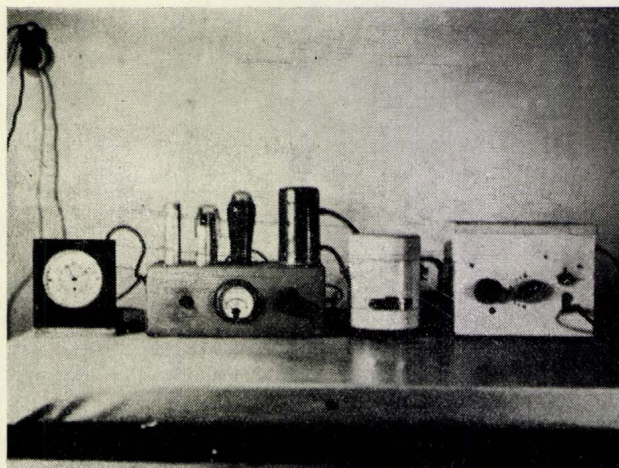
Központi Fizikai Kutató Intézet

IRODALOM

1. Rutherford, Chadwick, Ellis, *Radiation from Radioactive Substances* Cambridge, 1930. p. 54.
2. Regener, *Verh. d. D. Phys. Ges.* 19, 78, 351, 1908.
3. Rutherford, etc. p. 548.
4. Kallman, *Nat. u. Techn.* July. 1947. Fritz-Hugh Marshall, J. W. Coltman: *Phys. Rev.* 72. 528. 1947.
5. Hofstadter, *Phys. Rev.* 74, 100. 1948, 75, 769. 1949.
6. Moon, *Phys. Rev.* 73, 1210, 1948. — Mayneord, *Belcher, Nat.* 165, 930, 1950.
7. Bell, *Phys. Rev.* 73, 1405. 1948. — Owen, Neiler, Ray, *Phys. Rev.* 83, 675. 1951.
8. Hofstadter, *Phys. Rev.* 82. 749, 1951. — Bernstein, Schardt, *Phys. Rev.* 85, 1919. 1952. — Schenk, *Phys. Rev.* 85, 923, 1952.
9. Muehlhause, Thomas, *Phys. Rev.* 85, 926, 1952.
10. Taylor, Remley, Jentschke, Kruger, *Phys. Rev.* 83, 169, 1951.
11. Hofstadter, McIntyre, *Phys. Rev.* 80, 931, 1950. — Johansson, *Nat.* 165, 396, 1950.
12. Collins, *Phys. Rev.* 74, 1543, 1948. — Elliot, Liebman, Ravilious, *Phys. Rev.* 79, 393, 1950.
13. Fitz—Hugh Marshall, Coltman, Hunter. *Rev. Sci. Instr.* 18, 504, 1947.
14. Landolt—Börnstein I. 5. 241, 1952.
15. Evans and Evans, *Rev. Mod. Phys.* 20. 305, 1948.

Radioaktív izotóppal nyomjelzett intravénásan beadott kolloid sorsának vizsgálata állati szervezetben

Radioaktív nyomjelzéses technikával végzett biológiai irányú kísérleteket hazánkban először intézetünkben indítottunk el orvosi kutató intézetek közreműködésével. (Az eddig közlésre került közös munkák ismertetése ábrán.) Po-mal, majd



1. ábra

Geiger-Müller számláló készülék

ólomizotóppal (^{210}Pb -vel) végzett kísérletek után az utóbbi hónapokban mód nyílt RaE tiszta preparálására s jelenleg ezen bizmutizotóppal jelzett bizmut-szulfid kolloid állatkísérleti felhasználásáról számolunk be.

A radioaktív módszer alkalmazása közismerten több szempontból célszerű; itt csak két tényezőzt emelek ki: a kémiai Bi meghatározások körülményesek, nem kizárólag Bi -ra specifikusak (Cu , Fe , stb.) a kvantitatív meghatározást pedig különösen megnehezíti, hogy a Bi könnyen képezhet komplex vegyületeket. Másik ilyen lényeges szempont a mérési alsó határ minél lejjebb szorítása, ami tudvalevőleg radioaktív mérések esetén több nagyságrenddel alatta van a mikrokémiai érzékhatárnak. Kísérleteink kapcsán messze a toxikus adag alatt dolgozva, igen kis mennyiségek (egy milliomod milligramm) mérésére kellett berendezkedni s erre, valamint az embriónális védekező rendszer kérdésének vizsgálatára a radioaktív nyomjelző módszer alkalmazása igen célszerűnek bizonyult. Méréseinket az előzetes sorozatos kísérleteinknél is jól bevált, intézetünkben összeállított végablakos Geiger-Müller számlálócsöves berendezéssel végeztük, melynek β -sugarakat áteresztő ablaka alá helyezett normalizált mérőcsészékben beszárított vérmintát, vagy szervrészletet pontosan meghatározott geometriai körülmények között mérhettünk. 1. ábra.

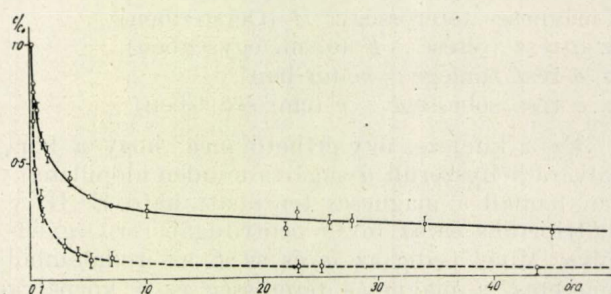
Kísérletünk célkitűzésének az adott lehetőségek mellett a Bi még nem teljesen tisztázott terápiás hatásmechanizmusa és a szervezet védekezőberendezésének vizsgálata szabtak irányt. Ismeretes, hogy a szervezet a belékerült testidegen agens-ek (elsősorban baktériumok, de idegen kol-

loidok, nehéz fémsók, stb. is) ellen a szervezet falósejtjeinek, a reticulo-endothelnek (RES) segítségével védekezik. E sejtek egyrészt a bejutott idegen részecskéket felfalják, másrészt fokozott ellenanyagtermelést indítanak meg. Ilyen vizsgálatokban a radioaktív Bi-izotópot és a radioaktív nyomjelzés lehetőségét még nem használták ki eléggé. Ha a Bi, mint nehéz fém a szervezetbe kerülve, kolloid állapotban van jelen, akkor egyrészt a fenti fagocitózis (felfalás) sorsára jut, másrészt ismereteink szerint jelentékeny aktiváló hatást is fejt ki a védekező rendszer sejtjeire. Ez utóbbi adná meg az egyik elfogadott teória szerint a Bi-nak a gyógyászatban, különösen a lues terápiajában való alkalmazási lehetőségét. Más kutatók viszont (Levaditi, Nicolau) elsősorban a Bi közvetlen parazitaölő hatásának tulajdonítanak fontosságot. Bonyolulttá teszi a kérdést még az, hogy az olajos depotban adott Bi-készítmények felszívódása rendkívül bizonytalan s az ezen terápiás alkalmazást követő kísérletek (Levaditi, Müller-Schmucking, Bíró stb.) kvantitatív eredményei igen eltérők, gyakran ellentmondók.

Fentiek figyelembevételével alkalmaztunk kísérleteinkben intravénásan beadott, radioaktív nyomjelzett Bi_2S_3 kolloidot nyulakon, hogy a szervezet védekező berendezésének funkcióját kvantitatíve megközelíthessük. Vizsgálatainkban egyrészt a vér Bi szintjének időbeli változását figyeltük, mely függvénye a falósejtek fagocita tevékenységének s csak kisebb mértékben, illetve sokkal később a kiválasztásnak, másrészt a RES szempontjából fontos szervek raktározó képességét. Embryonális szerveket is vizsgáltunk, hogy utóbbival az embryonális RES kérdéséhez szerezzünk adatokat.

A mérések kivitelezése a következőképpen történt: 3 ccm kolloidoldatot adtunk be nyulak fülvénájába. Az oldat fél milligramm Bi-ot tartalmazott Bi_2S_3 kolloid alakjában, mely gelatinával volt stabilizálva. A gelatin koncentrációja 1 ezrelék a vízhez képest. Az oldat pH-ját a vér pH-jára (7,6) állítottuk be. A mérendő vérminták vétele ugyancsak fülvénából, néhány alkalommal kontrollképpen egyidejűleg nyakvénából történt. A meghatározott időkből levett vér néhány cseppjét standardizált üvegcészában beszárítottuk (a száraz maradék a β -sugárzás önabszorpciója szempontjából elhanyagolható) s így közvetlenül azonnal is mérhettük. A mérésnek ilyen gyors és egyszerű kivitele különösen az időben gyorsan lejátszódó jelenségek állandó kvantitatív ellenőrzésénél, esetleg a kísérletnek ettől függő irányításánál nem közömbös és külön előnye e technikának. A vér Bi-szint változását jellemző görbe (2. ábra) kezdetben közel exponenciális esést mutat, mely azután a beadást követő cca 12 órától kezdve lassan eső tendenciát vesz fel. A függőleges koordináta az állat vérének 1 grammjában lévő Bi-mennyiséget fejezi ki a 10 perccel a beadás után levett első vérminta koncentrációjára, mint egységre vonatkoztatva. Méré-

seinkből azonban kiderült, hogy már a 10 perces vérminta B-koncentrációja is csak tört része cca $\frac{1}{20}$ -a az össz. vérmennyiség figyelembevételével közelítően számított elméleti értéknek, vagyis azonnal megindul a fagocitózis a beadás után, ill. alatt, minthogy az injiciálás maga is 1 perct vesz igénybe. Ennek ellenére is indokolt a kezdeti alapértékhez való viszonyítás, minthogy az átlagos biológiai ingadozáson belül a vérből történő elimináció tempója jó közelítéssel azonos. Ez áll az első beadás esetére. Ha azonban, mint utóbb kiderült, a kolloid bevitelét később (1–2 hét múlva, amikor már Bi-ot a vérből kimutatni nem, vagy minimális mennyiségben tudunk) megismételjük, az ilyen reinjekciók alkalmával az eltűnés nagyobb sebességgel következik be, ami nyilvánvaló összhangban van azzal, hogy az újabb Bi-lökés a szervezet védőrendszerét már aktivált állapotban



2. ábra

Nyúl vér relatív Bi szintjének változása mint az idő függvénye Bi_2S_3 kolloid intravénás beadása esetén
 — első beadás után ismételt beadásra

érte. Ily módon lehetőség nyílt a RES aktiválásának kvantitatív megközelítésére.

A különböző szervek raktározásának, illetve az embryonális raktározás kérdésének időbeli vizsgálata nagyobb kisállatanyagot (patkányt) igényel, itt csak adott időpontban rögzítve a szervek Bi-tartalmát mutatjuk be a viszonylagos raktározóképesség, illetve felhalmozott Bi abszolút mennyiségének feltüntetésével.

Összefoglalva: A vérpályába adott radioaktív nyomjelzett Bi_2S_3 kolloid sorsának követésére a Bi-nak vérből való eltűnési görbéjét vettük alapul. Mérési eredményeink alapján az eliminációnak két, egymástól élesen el nem határolt fázisát különíthetjük el: a kezdeti rohamos Bi-szintesés a reticulo-endothéliális védőrendszer sejtjeibe való fix kötődés következménye; az ezt követő második fázis kapcsán a Bi eltávolítása a szervezetből lassú szintesésben nyilvánul meg. Annak megállapítására, hogy ezen folyamatok közben a vér melyik alkotóeleme tehető felelőssé a kolloidális Bi_2S_3 szállításáért, kísérleteinket kiterjesztettük a vészserum, ill. a sejttes elemek behatóbb vizsgálatára, mely egyben irányt szab további kísérleti célkitűzéseinknek.

Kertész László, Szalay Sándor, Simonyi Ágnes
 Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen

Egy elektromágneses rendszerű α -sugár spektrométer

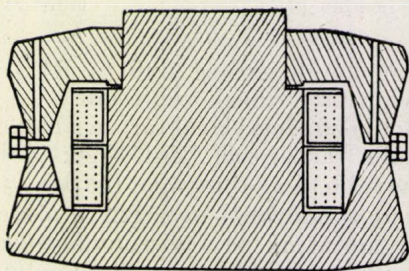
Az α -sugár spektrométer célja az, hogy segítségével atommagokból kilőtt α -részecskék energiáit, valamint az egyes energia értékekhez tartozó sugárzás relatív erősségét meghatározhassuk.

Az elektromágnessel való α -sugár sebességmérés a következő ismert elven alapul: A radioaktív elemből kilőtt α -sugarakat irányukra merőleges mágneses térbe vezetjük. A nagyobb energiájúakat nagyobb, a kisebb energiájúakat kisebb erősségű mágneses tér kényszeríti adott sugarú körre. Az összefüggés, mint ismeretes, a következő:

$$E \cdot H \cdot v = \frac{m v^2}{r},$$

ahol a körpálya sugara: r (cm-ben),
a mágneses térerősség: H (Oerstedben),
az α -rész töltése: E (e. m. egységben),
az α -rész tömege: m (gr-ban),
az α -rész sebessége: v (cm. sec⁻¹-ben).

Ez a kifejezés úgy érthető meg, hogy a körpályára kényszerült α -sugár minden időpillanatban fennáll a mágneses tér miatt ható $E \cdot H \cdot v$ centripetális és az mv^2/r centrifugális erő egyensúlya. Mivel pedig az m és az E az irodalomból ismeretes, a mágneses térerősség és a körpálya sugarának leméréséből az α -rész sebessége kiszámítható.



1. ábra

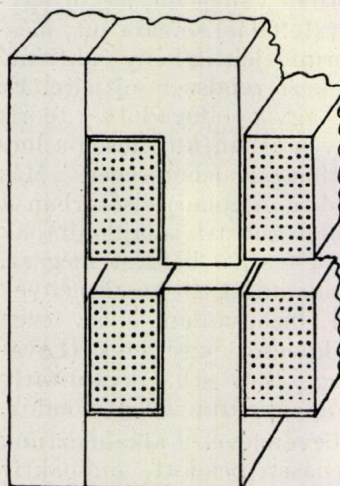
Rutherford és munkatársainak α -sugár spektrométere

Az α -részek nagy tömege és nagy energiája folytán igen nagy $H \cdot r$ értékeket kapunk. Így pl. a Po 5,3 MeV-os α -sugarainak $H \cdot r = 3.3 \times 10^5$ Oersted.cm felel meg. Ez annyit jelent, hogy 7000 Oersted térerősség esetén kb. 100 cm lesz a körpálya átmérője. Rutherford, Lewis, Bowden és Cockcroft a kérdést úgy oldották meg, hogy egy keskeny, de kör alakú területen hozták létre a kívánt térerőt. Mágnesük kb. 20 q súlyú lencse alakú öntöttvas test volt, becsztergált horonnyal és lágyvas pólusokkal. (1. ábra.)

Hazai és különösen a debreceni munkalehetőségek mellett egy ilyen mágnes elkészítése igen nagy nehézségbe ütközött volna. A szenior szerző (Szalay) elgondolása szerint a MÁV debreceni főműhelye egy vasúti kocsikerék kovácsolt vas-

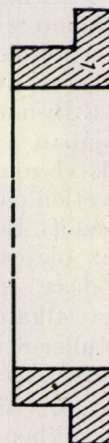
pereméből készített egy félkör alakú vasmagot, amely csak kb. 1,5 q vasat tartalmaz és ugyanúgy vagy talán még jobban beválik. (2. és 3. ábra.)

A félkör alakú mágnes átmérője majdnem 1 méter. A légrés 0,9 cm. A légrésbe a mérés alkal-



2. ábra

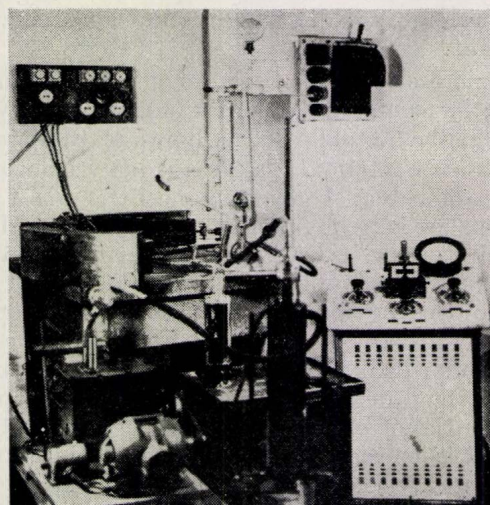
Az elektromágnes vége



3. ábra

A kisztergált vasúti kocsikerék metszete

mával egy sárgarézből készült félgűrű alakú evakuálható kamra kerül, amelynek egyik végén a vizsgálandó radioaktív elem, másik végén pedig az α -sugarak kimutatására szolgáló berendezés



4. ábra

Az α -sugár spektrométer és segédberendezéseinek fényképe

található, pl. számláló ionizációs kamra, vagy ZnS ernyő. A kamrába a falon szórt korpuzszkulák kiszűrésére egy diafragma-rendszer van beépítve. Az α -sugaraknak légritkított térben (a légnyomás kisebb, mint 10^{-3} Hg mm) kell repülni, hogy a levegő a részecskék sebességét ne változtassa meg. (4. ábra.)

A mágnes megalkotása után felvettük a mágnes hiszterézis görbáját, illetve pontosabban azt, hogy hogyan függ a légrésben a mágneses térerősség a tekercsen áthaladó áramerősségtől. Megvizsgáltuk a mágneses tér homogenitását. A légrés széléin a térerősség az erővonalak szóródása miatt kb. 1%-kal kisebbnek adódott. A térerősségmérés úgy történt, hogy egy tekercset hirtelen 180°-os elfordulásra kényszerítettünk a vizsgálandó helyen. Ilyenkor a tekercsben elektromotoros erő indukálódik, amiből ballisztikus galvanométer segítségével a térerő abszolút értéke meghatározható. A mágnesen átfolyó áramot dinamóból nyerjük, amely természetesen még nem szolgáltat tökéletes egyenáramot. Az áramingadozást egy önindukciós tekercsből és kondenzátorból álló rezgőkörrel részben ki tudjuk küszöbölni. A mágnesen átfolyó áramot és áramingadozást nagy pontossággal úgy mértük meg, hogy a mágnes áramkörébe egy jól definiált ismert ellenállást kötöttünk és ezen meghatároztuk a feszültségesést Feussner-féle kompenzátorral.

Jelenleg a spektrométerrel a Po α -részek energiaviszonyait vizsgáljuk. A Po Rutherford és munkatársai szerint monoenergetikus 5,3 MeV-os α -sugárt bocsát ki túlnyomó nagy intenzitással. A kísérő γ sugárzás 10^5 -szer kisebb intenzitású és így egy vagy több kisebb energiájú másik α -csoportra is kell következtetnünk az energia-megmaradás elve alapján. Ez α -csoportokat kis intenzitásuk miatt megtalálni nem sikerült. W. Y.

Chang a princetoni egyetem óriás ciklotron mágnesén megkísérelte a kérdés megoldását. Ő túlságosan nagy számú α -energia csoportot vélt találni, amelyek létezéséhez kétség fér. (Munkája több súlyos bírálatot kapott.) Valószínű tévedésének oka a Po-preparátum készítési metodikájának hibájában keresendő. Intézetünkben rendelkezésünkre állott a Szalay által kidolgozott desztillálási (szublimálási) eljárás és berendezés, amely egy Pt-Ir korongon rendkívül tiszta preparátum készítését teszi lehetővé. Ilyen preparátumon kívánjuk a méréseket elvégezni.

A Po α -spektrumának pontos megismerése segítségével tisztázhatjuk a γ -sugárzás eredetét, egyúttal megállapíthatjuk a Pb²⁰⁶-os ólom izotóp (RaG) atommagjának egyes energia termjeit és az α -sugárcsoportok relatív intenzitásából következtethetünk a magátalakulást kísérő spin változásra is.

Az α -sugarak pontos leszámolását magfizikai emulzióra való lefényképezésükkel, illetve elektronikus úton tervezzük, ez utóbbit ionizációs kamra és elektroncsöves erősítés segítségével. A scaling, valamint a hozzá tartozó 2 db egy-stabil helyzetű multivibrátor jelenleg építés alatt áll. Első tájékozódásul az α -sugarakat a vákuumkamra végén ZnS ernyőn fogtuk fel, ahol az α -sugarakat jelző föl villanások valóban észlelhetők voltak.

Dr. Szalay Sándor, Fényes Tibor.

Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen

Energia-homogén ionforrás tömegspektroszkópiái célra

1. Elvi kérdések. Az ionforrás felépítése.

A tömegspektroszkópia legújabb iránya apparatív szempontból a mágneses térrel való szelektálás kiküszöbölésére törekszik, lényegileg azonos, igen kézenfekvő elv felhasználásával: tudniillik azonos energiájú ionok sebesség szerinti szétválasztásával.¹ Természetesen bármilyen efféle megoldásnak energia-homogén ionnyalábot szolgáltató ionforrásra van szüksége.

A most referálandó ionforrás egy szintén sebesség-szelektálásra alapított új tömegspektroszkóp-típus² kikísérletezéséhez készült. A mágneses irányfokusszaló tömegspektroszkópoknál már régen alkalmazott³ elektronbombázással dolgozó típushoz tartozik, de hasznosítja a Heil⁴, majd Ardenne⁵ által alkalmazott módosítást. E módosítás lényege abban áll, hogy az elektronokat két katód közt ide-oda futtatjuk, a nyalábot egy longitudinális mágneses térrel tartva össze.

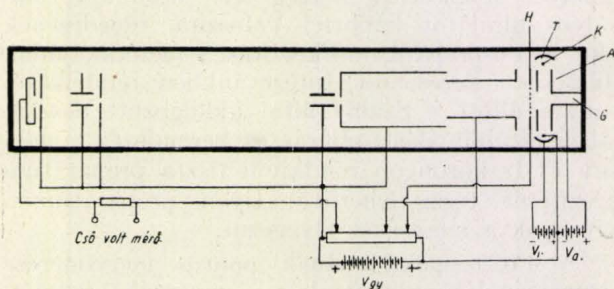
Ez az elrendezés — még külön a spirál-pályák miatt is — az elektronok úthosszának megnövelésével azok jobb kihasználását biztosítja. A jól

fokusszalt elektronnyaláb ezenkívül igen kis átmérőjű, henger alakú térre korlátozza az ionizációt; az átmérő — a spirálpályák átmérője — a mágneses térrel csökkenthető.

A kis kiterjedésű ionizációs tér az energia homogenitás egyik biztosítója. A másik az ionokat elszívó tér kis potenciálesése, feltéve, hogy ionok elszívása csak az elektronok gyorsító feszültsége által nem érintett térből történik. Az elszívó tér kialakításánál ezenkívül az ionok fokusszállására is figyelemmel kell lenni.

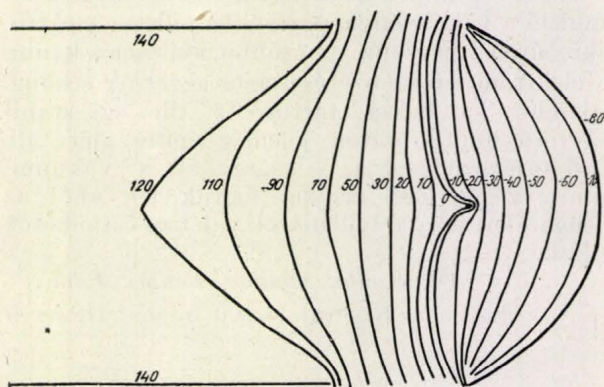
Az alkalmazott elektróda-rendszert az 1. ábra mutatja. Két thoriumos W.-szál (*k*) szerepel elektron-forrásként, anódként (*a*) pedig egy lapos, a katódok felé nyitott doboz. A katódok külső oldalán elhelyezett s hozzájuk képest negatív potenciálú terelő ernyők (*t*) lehetővé teszik az errefelé emittált elektronok felhasználását is. Az anóddoboz két szembenlévő széles oldalán egy-egy kör alakú nyílás van, az egyikhez csatlakozik a gázbevezető cső (*g*), a másik elé van elhelyezve a leszívó teret adó elektróda, egy drótháló (*h*).

Elektrolýt-tankban kimértük azt a potenciál-teret, mely ezen elektróda-elrendezés és a be-jelölt potenciálok mellett kialakul.



1. ábra

A 2. ábra a katód körüli teret mutatja s jól látható, hogy a terelő ernyők megfelelő negatív potenciálja, az anóddoboz belseje felé irányuló



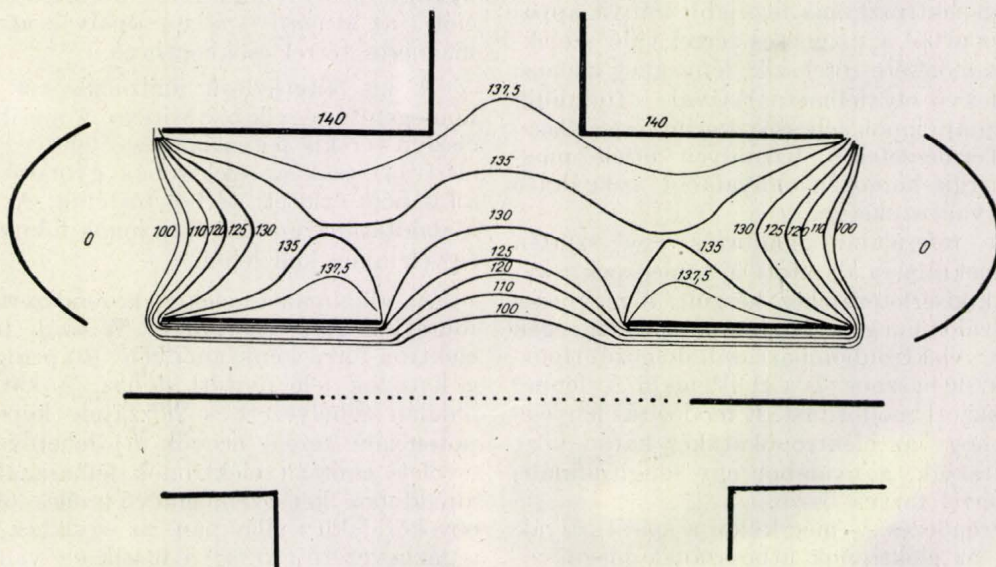
2. ábra

elektronnyalábot biztosít, mely a longitudinális mágneses térrel jól fókuszálható. A terelő ernyők túl nagy negatív feszültsége elzárna a katódot az anódtól.

Még ugyancsak a 2. ábrából látható, hogy az elektronokat gyorsító tér nem nyúlik be az anóddoboz közepébe, ahol az ionizáció történik. A teret itt az elszívó háló potenciálja határozza meg. A 3. ábrából látható, hogy ez a tér az ionok számára egy immerziós objektívet jelent, előnyösen szférikus katóddal. Az előálló cross-over kis felülete lehetővé teszi, hogy a sugárnyalábot jelentékeny mértékben fókuszáljuk egy távoli ernyőre, tehát gyakorlatilag parallelizáljuk. Mivel az ionforrásunkkal szemben támasztott másik követelmény a keskeny ionnyaláb minél jobb intenzitással, a cross-over mérete s a fókuszálás minősége egyaránt kritikus. Az utóbbi szempont miatt választottunk a szokásos aperturalencse helyett hengeres lencsét. Ionforrásunk egyébként épen az ionoptikában különbözik lényegesen az Ardenne által leírt berendezéstől.⁵

A lencse után egy három részből álló rendszer következik, az első fókuszáló lencsétől 10 cm távolságban a szűk nyaláb kivágására, a két további ettől 40, ill. 43 cm távolságban. E további részekkel egyrészt most ellenőrizni tudtuk az ionnyaláb parallelitását, másrészt az első s a második rés után elhelyezett eltérítő lemezpárokkal nagyfrekvenciával modulálható az ionnyaláb, ami az említett szelektálási elv lényege. A harmadik rés után következik a kollektor. Az 1. ábra az összes elektródák feszültséggel való ellátásának módját is mutatja.

Az első rés lényeges szerepe egyébként a 10^{-4} nyomású ionizációs térnek a néhány száz 10^{-6} nyomású nagyvákuumú tértől való elválasztása is. Ez egy további csiszolatot tett szükségessé a katódokat tartalmazó szerelvény kiemelhetőségét biztosító másikon kívül. A jelen kísérletek eredményeként tervezett berendezés üveg helyett fémcsőbe lesz szerelve, ami meg fogja oldani a központos szerelés eddigi nehézségeit.



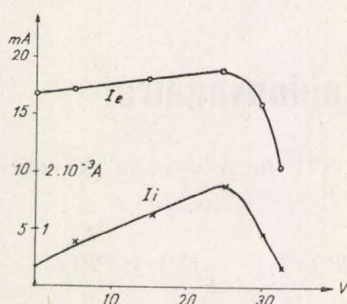
3. ábra

Az elektródák anyaga vörösréz, ill. a mágneses teren kívül nikkel. Katódokként legalkalmasabbnak thoriumos wolfram használata mutatkozik.

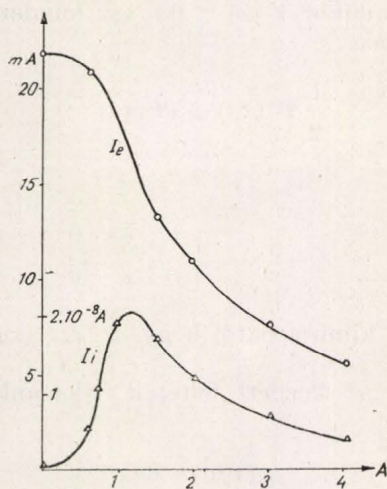
A használt segédberendezések: acéldiffúziós szivattyú igen nagy szívássebességgel, aminek az említett nyomásdifferencia fenntartása köszönhető; tűszelep a gáz bevezetésére (atmoszféranyomásról dolgozva két darab sorban); kis elektromágnes az elektronok fókuszálására; MacLeod és Pirani manométerek; feszültségforrások; a regisztrálásra egy $3 \cdot 10^{-11}$ V maximális érzékenységű egyenáramú csővoltmérő. Ügyszólván minden házi készítésű.

2. Az ionforrás karakterisztikái.

A következőkben néhány, az ionforrás működésére és sajátságaira jellemző összefüggést, gra-



4. ábra



5. ábra

fikont nézünk végig, melyekből kitűnnek az optimális üzemi adatok. E karakterisztikák felvételénél nitrogént használtunk.

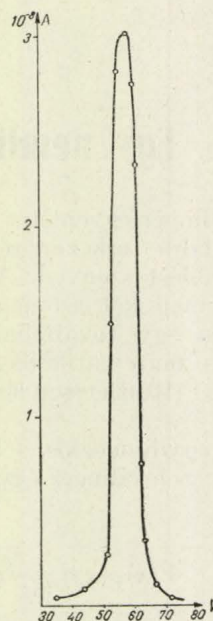
Az összes és hasznos ionáram egyaránt lényegesen függ az ionizáló elektronáramtól, ennek erőssége pedig — a fűtésen kívül — a terelő ernyők feszültségétől s a mágneses tértől.

A 4. ábra a terelő ernyők feszültségének hatását mutatja. Látható: előnyös a lehető legnegatívabb ernyőpotenciál: nem lényeges elektron-

áram növekedés mellett jelentős ionáramnövekedést biztosít. Tovább menve azonban a negatív potenciál elzárja az elektronáramot s ezzel az ionáramot is. Ez annál élesebben következik be, minél jobban fókuszáltunk a mágneses térrel.

A mágneses tér szerepét az 5. ábra mutatja. E szerint ionizáció mágneses tér nélkül gyakorlatilag nincs is. Az elektronokat katódernyő nélkül a mágneses tér irányítja az ionizációs térbe. Növekvő mágneses térrel nő a jól fókuszált, oszcillálni kezdő elektronok száma s így az elektronáram lecsökken. Egyben le is szűkül a nyaláb s így az ionáram is visszaesik. Negatív katódernyővel persze javítható a helyzet.

Szűk nyalábra s ezért elég nagy mágneses térerősségre az energia-homogenitás miatt van



6. ábra

szükség. Az elektronnyaláb számított sugara kb. 2 mm s ennek kb. 20 Volt potenciálesés felel meg; a várható energiaszórás 1300 Voltos ionok esetében bizonyosan nem több, mint 1,5–2%. Ezt kísérletileg is ellenőriztük ellentérmódszerrel. Mértük a pozitív elektródra folyó áramot, mely nem elég erős ellentér mellett a teljes ionáramot jelenti. Növelve az ellentéret, bizonyos feszültségnél az áramerősség csökkenni fog a kisebb sebességű visszavetett ionok s az ezek által a negatív elektródából kiváltott szekunder elektronok miatt, sőt ellenkező irányú lesz túlnyomóan szekunder elektronokkal. Ha már minden pozitív ion visszafordul a pozitív elektróda előtt, az áram ismét konstans lesz. A különbség ezen s az előbbi feszültség között legfeljebb 30 Voltnak adódott, tehát e módszer pontatlanságát tekintetbevévő óvatos becsléssel is legalább 2%-ra leszorított energiaszórásról beszélhetünk. A mágneses tér erőssége 5–600 Gauss kell legyen, lényeges az is, hogy a

leszívó hálót az anódhoz képest a lehető legkisebb feszültségen tartjuk, mely az ionok leszívását a lehető legkisebb potenciálgradiens mellett biztosítja.

A 6. ábra végül a fókuszálási viszonyokra jellemző. Az első rés utáni lemezpárral eltérítve a nyalábot, mértük a kollektorra jutó hasznos ionáramot. Ez éles maximumot mutatott; a nyaláb szélessége kereken 10 V, ami ugyancsak kereken 3,5 mm-nek felel meg. Tekintve az 1,5–3 mm részszelességeket, ez jó parallelitást jelent.

A Volt-adatokból látható, hogy a nem koaxiális szerelés miatt a maximum beállításához is eltérítésre van szükség. Bizonyos, hogy a fémcsőbe történő pontos szereléssel az ioncső sajátosságai javulni fognak, különösen a hasznos ionáram

nagyságát illetően, melynek értéke jelenleg (6. ábra) néhány század mikroamper. S ez akkor másrészt az energiaszórás további redukálását teszi lehetővé a leszívó tér további csökkentésével, eddigi tapasztalatunk szerint néhány Voltot kitevő értékig, tehát bizonyosan $\frac{1}{2}\%$ alá.

Cornides István

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikai Intézete

IRODALOM :

1. Pl. W. H. Bennet, J. Appl. Phys. 21. 143. 1950.
2. P. S. Faragó—E. F. Pócsa, Kirchner's Experiment for Mass Analysis (kézirat).
3. A. J. Dempster, Phys. Rev., 20. 631. 1922.
4. H. Heil, Z. Phys., 120. 212. 1943.
5. M. v. Ardenne, Phys. Z. 43. 91. 1942.

Egy nemlineáris egyenlet tulajdonságairól

Ha a Schrödinger-egyenletet kielégítő síkhullám potenciálfalra érkzik, részben áthatol, részben visszaverődést szenved. A potenciálfalba ütköző hullámcsomag két csomagra bomlik fel: egy visszavert és egy továbbhaladó csomagra. Ez utóbbi állítás matematikailag a következőképpen igazolható: (Részletesen lásd Acta Physica II. 4. 1952).

Amennyiben egydimenziós feladattal foglalkozunk, akkor a Schrödinger-egyenlet a következő lesz:

$$-\frac{1}{2} \psi''(x,t) + V(x)\psi(x,t) = i\dot{\psi}(x,t) \quad (1)$$

(az egységek olyan megválasztásával, hogy $m = \frac{h}{2\pi} = 1$). Az (1) egyenletben a vessző(') az x koordináta, a pont(') az idő szerinti differenciálást jelöli.

A potenciálfalat alkalmasan választott potenciális energiafüggvénnyel kell leírni. Tekintsünk egy végtelen magas, de végtelen keskeny potenciálfalat az $x = 0$ helyen. Ebben az esetben (1) helyett írható

$$-\frac{1}{2} \psi''(x,t) = i\dot{\psi}(x,t) \quad \text{ha } x \neq 0 \quad (2)$$

és

$$\left. \begin{aligned} \psi(-0,t) &= \psi(+0,t) = \psi(0,t) \\ \psi'(+0,t) - \psi'(-0,t) &= \gamma\psi(0,t) \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{bármely } (3) \\ t\text{-re} \end{array}$$

$\gamma > 0$ olyan paraméter, mely a potenciálfalra jellemző. A (3) egyenlet azt mutatja, hogy $\psi(x,t)$ folytonos az $x = 0$ helyen, de deriváltjának ott diszkontinuitása van. Ez a diszkontinuitás helyettesíti az (1)-ben szereplő $V(x)$ potenciális energia tagot.

(2) és (3) megoldása a következő alakban írható fel:

$$\psi(x,t) = \Psi'(x,t) - \frac{1}{2} \Delta(x) \gamma [\Psi(x,t) - \Psi(-x,t)] \quad (4)$$

ahol $\Psi(x,t)$ az (1) egyenlet megoldása abban az esetben, amikor $V(x) \equiv 0$; így minden x és t -re fennáll, hogy

$$-\frac{1}{2} \Psi''(x,t) = i\dot{\Psi}(x,t) \quad (5)$$

ha

$$\Delta(x) = \begin{cases} 1 & x < 0 \\ 0 & x > 0 \end{cases} \quad (6)$$

Könnyen kimutatható, hogy $\psi(x,t)$ kielégíti (2) és (3)-t.

Ha most kezdeti feltételt akarunk előírni, legyen

$$\psi(x,0) = f(x) \quad (7)$$

ahol $f(x)$ olyan, hogy

$$f(x) = 0 \quad , \quad x > 0 \quad (8)$$

Ez utóbbi feltétel azt fejezi ki, hogy a $t = 0$ időpontban a csomag az $x = 0$ helytől teljesen balra van.

A (7) kezdeti feltétellel (4)-ből kapjuk, hogy

$$\Psi(x,0) = -e^{-\frac{1}{2}\gamma x} \int_x^\infty e^{-\frac{1}{2}\gamma y} f(y) dy \quad (9)$$

mint az $x = \pm \infty$ helyeken zérushoz tartó meg-

oldás. Mivel $\Psi(x, t)$ az (5) megoldása, a (8) kezdeti feltételből egyértelműen meghatározható. Ez az eljárás azonban egyszerűsíthető és pedig a következő módon:

Jelöljük $\psi(x, t)$ -vel (5) azon megoldását, amely kielégíti a (7) kezdeti feltételt. Ebben az esetben, amint azt a (3) egyenletbe való behelyettesítéssel megkaphatjuk:

$$\Psi(x, t) = -e^{-\frac{1}{2}vx} \int_x^\infty e^{-\frac{1}{2}vy} \bar{\psi}(y, t) dy \quad (10)$$

kielégíti az (5) egyenletet. Ha $\bar{\psi}(x, 0)$ eleget tesz (8)-nak, azaz ha $\psi(x, 0)$ a potenciállal jobboldalán eltűnik, akkor a (10) egyenletben megadott $\Psi(x, t)$ -ből származtatott $\psi(x, t)$ eleget tesz a (2) és (3) egyenleteknek, a (7) és (8) kezdeti feltételekkel. Összefoglalva tehát, a következő eljárás áll rendelkezésünkre: Kiindulva egy $\bar{\psi}(x, t)$ szabad hullámcsomagból, mely úgy mozog, mintha nem volna potenciállal, (10) alapján származtathatunk egy $\Psi(x, t)$ és ebből (4) alapján egy $\psi(x, t)$ függvényt, mely utóbbi ugyanazoknak a kezdeti feltételeknek tesz eleget, mint $\bar{\psi}(x, t)$, viszont a mozgást a potenciállal ottléte esetén írja le. A $\psi(x, t)$ és $\bar{\psi}(x, t)$ közti különbség a potenciállalnak a hullámcsomagra kifejtett hatása.

Tegyük fel, hogy $\bar{\psi}(x, t)$ keskeny hullámcsomag, amit pl.

$$\bar{\psi}(x, t) = \frac{1}{\sqrt{1+it}} \exp \left\{ -\frac{(x-x_0-vt)^2}{2(1+it)} + i \left(vx - \frac{1}{2}v^2t \right) \right\} \quad (11)$$

ír le, ahol $x_0 \ll 0$ a csomag helyzete $t=0$ időpontban és $v \gg 1$ a csomag sebessége. Ebben az esetben azt találjuk, hogy ha $t \ll x_0/v$, azaz a potenciállal való tényleges ütközés előtt

$$\begin{cases} \bar{\psi}(x, t) \approx \psi(x, t) & x < 0 \\ \bar{\psi}(x, t) \approx 0, \psi(x, t) \approx 0 & x > 0 \end{cases} \quad t \ll -x_0/v$$

Az ütközés után, jó közelítéssel

$$\begin{cases} \psi(x, t) \approx \Psi'(x, t) & x > 0 \\ \psi(x, t) \approx -\frac{1}{2} \gamma \Psi(-x, t) & x < 0 \end{cases} \quad t \gg -x_0/v \quad (12)$$

Így $\Psi'(x, t)$ jelenti a csomag áthatolt részét, míg $-\frac{1}{2} \gamma \Psi(-x, t)$ a visszavert részt.

Részletes vizsgálattal kimutatható, hogy mindkét csomag ugyanolyan típusú, mint az eredeti volt, tehát az eredeti csomag két, lényegileg hasonló részre bomlik fel. (12)-ből ezenkívül az is nyilvánvaló, hogy bármilyen speciális legyen is az alakja a csomagnak, a csomag mindig kettészakad.

II.

Egy részecske kettéhasadásának fogalma bizonyos nehézségeket hoz magával, ezért rámutattam arra (Acta Phys. II. 4. 1952), hogy ezeket a nehézségeket el lehet kerülni, ha a Schrödinger-egyenletet megfelelő nemlineáris egyenlettel helyettesítjük. A kívánt tulajdonsággal rendelkező nemlineáris egyenletre példaképpen a következőt vizsgáltam meg:

$$-\frac{1}{2} a''(x, t) + \{V(x) + \alpha^2 \bar{P}(x, t)\} a(x, t) = i \dot{a}(x, t) \quad (13)$$

ahol

$$\bar{P}(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(x-x') |a(x', t)|^2 dx' \quad (14)$$

Itt $P(\xi)$ olyan valós páros függvény, amelyre

$$\begin{cases} |P(\xi)| \ll 1 & \text{ha } |\xi| \ll L \\ |P(\xi)| \gg 1 & \text{ha } |\xi| \gg L \end{cases} \quad (15)$$

ahol L egy kritikus hosszúság. A gondolatmenet az, hogy $|a(x, t)|^2$ megadja a részecske tényleges anyagi sűrűségét Schrödinger eredeti elképzelésével rokon értelemben, míg $|\psi(x, t)|^2$ adja meg a statisztikus átlagot.

Az $\alpha^2 \bar{P}(x, t)$ tag a (13) egyenletben úgy szerepel, mint egy vonzóerő, amely a részecskéket együtt tartja; ez az erő elhanyagolható, amíg a hullámcsomag szétterjedése kicsi L -hez képest. Ez a potenciál azonban a hullámcsomag végleges felhasadását megakadályozza. Olyan folyamatokra, amelyek mind egy $2L$ hosszúságú közön belül mennek végbe, ez a külön tag alig van hatással, csakis a részecske végleges kettéhasadását gátolja meg.

Vizsgáljuk most a (13) egyenletet matematikai szempontból.

1. Normálás

Szorozzuk be (13)-at $a^*(x, t)$ -vel, majd levonva komplex konjugáltját, kapjuk (mivel $\bar{P}(x, t) = P^*(x, t)$)

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} [a'(x, t) a^*(x, t) - a^{*'}(x, t) a(x, t)] = \\ = i \frac{\partial}{\partial t} |a(x, t)|^2 \end{aligned}$$

Integrálva x szerint $-\infty$ -től $+\infty$ -ig, ha a megfelelő nagyságrendben tűnik el a végtelenben

$$\frac{d}{dt} \int_{-\infty}^{+\infty} |a(x, t)|^2 dx = 0$$

Ebből látható, hogy (13) az anyag megmaradása elvével összhangban van. A továbbiakban feltezzük, hogy

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |a(x,t)|^2 dx = 1 \quad (16)$$

A (16) egyenlet egyáltalában nem tekinthető triviálisnak, mert az eredeti egyenlet nemlineáris volt. A keresett megoldás jellemzéséhez valójában a (13) egyenleten kívül (16) is szükséges.

2. Tömegközéppont mozgása (Ehrenfest törvények)

(13)-at megszorozva $xa^*(x,t)$ -vel és levonva komplex konjugáltját, kapjuk

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} x [a'(x,t)a^*(x,t) - a^{*'}(x,t)a(x,t)] + \\ & + \frac{1}{2} [a'(x,t)a^*(x,t) - a^{*'}(x,t)a(x,t)] = \\ & = i \frac{\partial}{\partial t} x |a(x,t)|^2 \end{aligned}$$

x -re integrálva kapjuk

$$\dot{X}(t) = -i \int_{-\infty}^{+\infty} a^*(x,t)a'(x,t)dx,$$

$$\text{ahol } X(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x |a(x,t)|^2 dx \quad (17)$$

a csomag súlypontjának koordinátája.

Ha (17)-et az idő szerint differenciáljuk, parciális integrálásokkal kapjuk

$$\ddot{X}(t) = -i \int_{-\infty}^{+\infty} [\dot{a}^*(x,t)a'(x,t) - \dot{a}(x,t)a^{*'}(x,t)]dx$$

és ha (13) alapján az integrálon belül kiküszöböljük az idő szerinti deriváltakat, végeredményben lesz

$$\ddot{X}(t) = F + F_s \quad (18)$$

ahol

$$F = - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial x} V(x) |a^2(x,t)| dx \quad (18a)$$

és

$$F_s = - \int_{-\infty}^{+\infty} a^2 \frac{\partial}{\partial x} \bar{P}(x,t) |a^2(x,t)| dx \quad (18b)$$

F az átlagos erő, ami a részecskére hat, míg F_s egy bizonyos »sajáterő«, az az erő, amivel a részecske önmagára hat. Behelyettesítve (18b)-be

$\bar{P}(x,t)$ (14) alatti kifejezését és tekintetbe véve, hogy $\frac{dP(\xi)}{d\xi}$ ξ -nek páratlan függvénye, könnyen beláthatjuk, hogy $F_s = 0$. Ennek értelmében a csomag gyorsulását a külső erő határozza meg, úgy mint a lineáris elméletben. Így belátható, hogy egy nem túlságosan kis hullámcsoport nagyon hasonlóan viselkedik, mint egy klasszikus részecske. Ez a viselkedés sokkal inkább nyilvánvaló a nemlineáris elméletben, mert itt a részecske nem bomolhat fel részecskékre.

3. Az időfüggés szeparálása

Tegyük fel, hogy

$$a(x,t) = A(x) \cdot B(t) \quad (19)$$

(16)-ból következik, hogy

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |A(x)|^2 dx |B(t)|^2 = 1$$

Így, eltekintve egy lényegtelen állandó szorzótól,

$$B(t) = e^{\beta(t)}, \text{ ahol } \beta(t) \text{ valós.} \quad (20)$$

Beírva (19)-et (13)-ba, $a(x,t)$ -vel való osztás után, (20) alapján

$$-\frac{1}{2} \frac{A''}{A}(x) + V(x) - \alpha^2 \bar{P}(x,t) = \dot{\beta}t \quad (21)$$

(Azon pontok, melyekre $A(x) = 0$, ki vannak zárva.)

(20) és (14)-ből láthatjuk, hogy ha (20) fennáll, $\bar{P}(x,t)$ időtől független, helyette írható tehát $\bar{P}(x)$. Ezek szerint (21) általánosságban csakis akkor állhat fenn, ha

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} A''(x) + [V(x) - \alpha^2 \bar{P}(x) - E]A(x) = 0, \\ & E = \text{áll.} \end{aligned} \quad (22)$$

és

$$\beta = Et + \beta_0, \quad \beta_0 = \text{áll.}$$

(22) a nemlineáris eset amplitudoegyenlete.

4. Stacionárius megoldások

Vizsgáljuk a stacionárius megoldásokat, ha $P(x)$ -re két speciális feltételt szabunk.

a) Tegyük fel, hogy

$$P(x) = \frac{1}{2} x^2 \quad (23)$$

ekkor

$$\bar{P}(x) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (x-x')^2 |A(x')|^2 dx' = \frac{1}{2} (x^2 + C_1 x + C_2)$$

ahol

$$C_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} x |A(x)|^2 dx$$

$$C_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 |A(x)|^2 dx$$

A koordináta-rendszer kezdőpontjának megfelelő megválasztásával elérhetjük, hogy $C_1 = 0$.

Így (22) helyett írhatjuk, ha a (23) teljesül, hogy

$$-\frac{1}{2} A''(x) + \left(V(x) + \frac{\alpha^2}{2} x^2 + C_2 - E \right) A(x) = 0 \quad (24)$$

Ebből látható, hogy a nemlineáris tag szerepe az, hogy eltolja az energiát C_2 -vel, tehát egy állandó mennyiséggel és a potenciális energia függvényét deformálja. A kezdőponttól nagy távolságokban erős vonzás lép fel. Szabad részecske esetén $V(x) = 0$ és így

$$-\frac{1}{2} A''(x) + \left(\frac{\alpha^2}{2} x^2 + C_2 - E \right) A(x) = 0 \quad (25)$$

Az utóbbi egyenlet olyan szerkezetű, mint amilyenekkel a harmonikus oszcillátor elméletében találkozunk. A legkisebb energiájú megoldás

$$A(x) = \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{1}{2} \alpha x^2}, \quad C_2 = \frac{1}{2} \alpha, \quad E = \alpha \quad (26)$$

Ezek szerint a szabad részecske Gauss-görbe alakú hullámcsomagként jelentkezik. A megfelelő időtől függő megoldás

$$a(x, t) = \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{1}{2} \alpha x^2 + i \alpha t} \quad (27)$$

x vagy t nem túl nagy értékeinél a (27) egyenlet a lineáris Schrödinger-egyenlet tényleges megoldásának felel meg, külső potenciálmentes térben. A nemlineáris elmélet új vonása az, hogy $a(x, t)$ normálva van, viszont a lineáris esetben a szabad részecskét adó megoldás,

$$\psi(x, t) = \text{áll.}$$

nem normálható.

b) Tegyük fel most (23) helyett, hogy

$$P(x) = \begin{cases} 0 & \text{ha } |x| < L \\ \infty & \text{ha } |x| > L \end{cases} \quad (28)$$

Ebben az esetben (22) helyett lesz

$$-\frac{1}{2} A''(x) + (V(x) - E) A(x) = 0, \quad \text{ha } |x - x_0| < L$$

$$A(x) = 0, \quad \text{ha } |x - x_0| > L$$

$$A(x) \text{ folytonos, ha } x = x_0 \pm L \quad (29)$$

ahol x_0 egy tetszőleges koordináta. Ha $x_0 = 0$ -t írunk, láthatjuk, hogy (29) a közönséges Schrödinger-egyenlet megoldása abban az esetben, amikor a részecske $x = \pm L$ -nél levő áthatolhatatlan falakkal lezárt dobozban van. Ha $V(x) = 0$, a legkisebb energiának megfelelő megoldás

$$A(x) = \frac{1}{\sqrt{2L}} \cos \frac{\pi x}{2L}$$

$$E = \frac{1}{8} \cdot \frac{\pi^2}{L^2} \quad (30)$$

Mint az előbbi esetben, a megoldás sima $x = 0$ környékén, kétoldalán viszont leesik.

c) Általános $P(x)$ esetén $A(x)$ nagyon gyorsan tart a zérushoz nagy x -ek esetén, aszimptotikus viselkedésének körülbelül ilyennek kell lennie:

$$A(x) = \text{áll. exp} \left\{ - \int_0^{|x|} \left(\sqrt{P(y)} + (\sqrt{P(y)}) \right) dy \right\}. \quad (31)$$

Lehetséges azonban, hogy az exakt megoldás kissé eltér a fentitől.

Abban az esetben, amikor $x \sim 0$ körül fennáll egy nemzérus $V(x)$ vonzó külső potenciál, belátható, hogy kis x -ekre $A(x)$ főképpen ezen potenciál alakjától függ, míg nagy x értékeknél a nemlineáris tag a túlnyomó hatású. Ez azt jelenti, hogy a kezdőpont környékén a nemlineáris egyenlet $A(x)$ megoldása igen jól megközelíti a lineáris egyenlet megoldását. A nemlineáris tag hatása az, hogy nagy távolságoknál sokkal hamarabb vágja le a hullámfüggvényt, mint pusztán egy vonzó erő potenciálja.

5. Szabad részecske translúciós mozgása

Ha $A(x)$ a (22) egyenlet megoldása a $V(x) = 0$ esetben és így

$$a(x, t) = A(x) e^{-iEt}$$

a (13) megoldása, ha $V(x) = 0$, akkor a szokásos módon megmutatható, hogy

$$a(x, t) = a(x - vt, t) \exp \left\{ i \left(vx - \frac{1}{2} v^2 t - Et \right) \right\} \quad (32)$$

is egy megoldás. Ezt alkalmazva a (27) vagy (30)-ban megadott megoldásokra, látjuk, hogy a szabad részecskét leírhatjuk egy olyan hullámvonulattal, melynek közepe nagyon hasonlít a lineáris elmélet síkhullámaihoz, de a nemlineáris esetben kapott hullám amplitúdója viszont a

hullám közepétől nagy távolságokban csökken. Ez a nagy hullámcsoomag diffúzió nélkül mozog.

Találhatunk egyéb szabad részecskét adó megoldásokat is. A (11) kifejezés pl. jó közelítésben kielégíti a (13) egyenletet mindaddig, amíg a hullámcsoomag mérete kicsiny $2L$ -hez képest. Ha (13) olyan megoldását állítjuk elő, amely a $t = 0$ időpontban pontosan (11)-nek felel meg, tehát $a(x, 0) = \bar{\psi}(x, 0)$ akkor azt találjuk, hogy mindaddig $a(x, t) \approx \bar{\psi}(x, t)$, amíg

$$t \ll t_L = \frac{m}{h} L^2$$

Mihelyt t megközelíti a t_L értéket, a nemlineáris tag hatása jelentkezik, a további diffúziót meggátolja, anélkül, hogy a tömegközéppont mozgására volna hatással.

Most már tisztán látható, hogy milyen lesz a szabad részecskének a potenciálfallal való

ütközésének lezajlása a (13) nemlineáris egyenlet alapján. Ha a részecskét reprezentáló csomag sokkal keskenyebb $2L$ -nél, akkor az ütközés és a részecske kettészakadása úgy következik be, amint az I. részben megmutattuk. A nemlineáris tag csak akkor lesz jelentős, ha a részecske darabjai $2L$ nagyságrendű távolságra távolodtak el egymástól. Ebben a pillanatban bonyolult folyamat kezdődik meg; a két fragmentumot a nemlineáris potenciál visszaveri. Ez a kölcsönhatás addig tart, amíg az egész csomag elválnak a potenciálfaltól. Ha a potenciálfaltól a csomag már elvált, akkor az egész csomag állandó sebességgel mozog valamelyik irányba, tehát a fallal való ütközés végleges eredménye reflexió vagy áthaladás lesz. Ez a folyamat rugalmasnak tekinthető addig, amíg a csomag által felvett gerjesztési energiát elhanyagolhatjuk.

Jánosy Lajos

Központi Fizikai Kutató Intézet

Az atommagok energianívóinak helyzetéből az erő törvényre vonható következtetések

Amint ismeretes, már egy $\frac{1}{r^2}$ -nel arányos po-

tenciál esetében (és természetesen még inkább egy az $r = 0$ helyen még szingulárisabb potenciál-függvény vizsgálatakor) a hullámmechanika szokásos módszerei a sajátfüggvények és sajátértékek meghatározására csődöt mondanak. Hasonlóan, már egy pusztán klasszikus számításból is láthatjuk, hogy az $\frac{1}{r^2}$ -nel arányos erőfüggvény eseté-

ben (körpályáknál) minden keringési állapot energiája nulla és még nagyobb negatív kitevőjű hatványoknál pozitív lenne, tehát a nívók virtuálisak. Jelöljük ugyanis m -mel a kérdéses keringő test tömegét, v -vel a sebességét és A -val az erő törvényben szereplő állandót, akkor a centrifugális és centripetális erő egyenlőségéből az

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{A}{r^n} \quad (1)$$

összefüggés következik. Felírhatjuk továbbá az energiaegyenletet

$$E = -\frac{1}{n-1} \frac{A}{r^{n-1}} + \frac{1}{2} mv^2. \quad (2)$$

v -t kiküszöbölve (1)-ből és (2)-ből

$$\begin{aligned} E &= -\frac{1}{n-1} \frac{A}{r^{n-1}} + \frac{1}{2} \frac{A}{r^{n-1}} = \\ &= \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n-1} \right) \frac{A}{r^{n-1}} \end{aligned} \quad (3)$$

következik, tehát ha $n = 3$, akkor $E = 0$ és minden háromnál nagyobb kitevő esetében az összes energia pozitív. A Bohr-féle kvantumfeltételeket azért persze formálisan ki lehet elégíteni, de ennek ebben az esetben a hullámmechanikával kapcsolatban már nincsen semmi jelentősége.

Másrészt éppen az atommagok elméletében igen fontos ez a kérdés, mivel a magon belül az egyes nukleonokat nyilvánvalóan olyan potenciál tartja össze, amely legalább is egy bizonyos tartományban $1/r$ -nél sokkal gyorsabban változik. Az $1/r^2$ -nel arányos potenciál problémáját hullámmechanikailag legelőször Mott és Massey¹⁾ az ütközésekről szóló könyvükben tárgyalták. Később azután Aadna Ore²⁾ foglalkozott ezen kérdéssel és igyekezett ezt a problémát a viriáltétellel összefüggésbe hozni, de egy második dolgozatában³⁾ azután Case mindjárt tárgyalandó vizsgálatai alapján állításait részben visszavonta. Case⁴⁾ a nem rég publikált dolgozatában, amelyben csak az $l = 0$ esetet vizsgálja, arra az eredményre jutott, hogy az $1/r^2$ -nel arányos potenciál esetében a kvantummechanika szerint akkor léphetnek fel energianívók, ha a hullámfüggvénybe egy fázis-állandót (B) vezet be, tehát ezt a következőképpen írja

$$u \sim Ax^{1/2} \cos(\lambda' \log \text{nat } x + B). \quad (4)$$

Ez szemléletesen annak felel meg, hogy a potenciálfüggvény érvényessége egy kis $r = \varepsilon$ értéknél megszűnik. B közvetlenül ezen ε értékkel függ össze. Ilyen módon egy pontszerű energiaspektrum

adódik mínusz végtelentől nulláig, ahol egy sűrűsödő pont van és ezen túl egy pozitív kontinuum. Egy érdekes eredménye még Case számításainak, hogy az ilyen szinguláris potenciálok esetében túl sok a sajátfüggvény arra, hogy egy teljes orthogonális sort képezzenek, vagyis egy túlkomplett (overcomplett) sorozat adódik. Case azonkívül még az $\frac{1}{r^n}$ -nel arányos potenciálfüggvények esetét az $n > 2$ esetben is tárgyalta és azonkívül a relativista problémát is.

Az atommagok elmélete szempontjából az a lényeges, hogy egy Yukawa típusú $\left(V = -\frac{a}{r} e^{-br}\right)$

vagy hasonló potenciál esetében abban a tartományban nem léphetnek fel energianívók, amelyben az exponenciális faktor hatása a túlnyomó (mivel ez a függvény minden negatív hatványnál gyorsabban változik) és azért egész hasonlóan a (3) képletünkben tárgyalt esethez, az összenergia pozitívnak adódna, tehát a nívók virtuálisak lennének, hanem csak ottan, ahol már az $\frac{a}{r}$ faktor ha-

tása a döntő. Persze ezenkívül a kvantumfeltételeknek is ki kell elégítve lenniük.

Yukawa potenciál esetében t. i. egészen hasonlóan az (1) és (3) egyenleteinkhez (klasszikusan) a következő összefüggéseket kapjuk:

$$\frac{mv^2}{r} = \left(\frac{a}{r^2} + \frac{ab}{r}\right)e^{-br} \quad (5)$$

és

$$E = -\frac{a}{r} e^{-br} + \frac{1}{2}mv^2 = -\frac{a}{r} e^{-br} + \frac{1}{2}\left(\frac{a}{r} + ab\right)e^{-br} = \left(b - \frac{1}{r}\right)\frac{a}{2}e^{-br} \quad (6)$$

Energianívók tehát csak ott léphetnek fel, ahol $\frac{1}{r} > b$, tehát r már igen kicsiny. Egész hasonló

eredményeket kapnánk egy $V = -Ae^{-br}$ alakú potenciálfüggvény vagy a Gauss-féle hibafüggvénynek, mint potenciálnak a használata esetén is.

Amint tudjuk, a deuteronnak csak a (triplett) alapállapota negatív energiájú, azonkívül csak egy virtuális (singlett) gerjesztett állapota ismeretes. Ebből tehát a vázolt egyszerű gondolatmenet alapján az következik, hogy az $\frac{1}{r} > b$ tartomány-

ban csak a legalsó kvantumállapot fekszik. Hasonlóan nem ismeretes He^4 -nek sem gerjesztett állapota, amint ezt legújabbán Graves⁵⁾ egészen 14 MeV-ig igen gondosan megvizsgálta. Van azonban már gerjesztett nívója a Li^6 -nak, így pl. Harris⁶⁾ mérései szerint 2,12 MeV-nél és a még több nukleonból felépített magoknak azután mind több energianívójuk van. Ennek a látszólagos paradoxonnak az az oka, hogy ha sok nukleon kölcsönhatásáról van szó, akkor egy kinetikus energiára több potenciális energia esik és azért egy nívó energiája (3), ill. (6) alapján már sokkal inkább lehet negatív, mivel ekkor ezen képletekben a második tag szorozódik egy egynél nagyobb számmal. Ez tehát az oka annak, hogy sok nukleonból álló magoknak általában igen sok energianívójuk is van, vagy másképp kifejezve annak, hogy ilyen magok esetében már egy egyszerű szegletes véges mélységű potenciál is bizonyos mérvben le tudja íni a valóságban fellépő viszonyokat. Ilyen számítást végeztek pl. 20 nukleonból felépített mag esetében Critchfield és Oleksa.⁷⁾

Az eddig végzett gondolatmenetünk tulajdonképpen egészen klasszikus, ill. Bohr szerinti és azért fel lehet vetni azt a kérdést, hogy vajon az eredményeink a kvantummechanika szerint is legalább is nagy vonásokban érvényesek maradnak-e. Case már említett vizsgálataiból láttuk, hogy a kvantummechanika szerint már egyetlen egy egyszerű típusú szinguláris potenciál tárgyalása is milyen bonyolult, tehát ezért szinte leküzdhetetlen nehézségekkel járna a tárgyalt kérdéseket kvantummechanikailag átszámítani. Ennek dacára is azonban könnyen átvihetjük az itt kapott eredményeinket a kvantummechanikába, anélkül, hogy ezeken valamilyen lényeges változás lépne fel, a Wentzel-Brillouin-Kramers-féle közelítő módszer segítségével.

Neugebauer Tibor

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikai Intézete

IRODALOM

1. N. F. Mott és H. S. W. Massey, The Theory of Atomic Collisions. Oxford Clarendon Press 1949. p. 30.
2. Aadna Ore, Nature 167, 402 (1951).
3. Aadna Ore, Nature 167, 728 (1951).
4. K. M. Case, Phys. Rev. 80, 797 (1950).
5. E. Graves, Phys. Rev. 84, 1250 (1952).
6. W. M. Harris, Phys. Rev. 84, 1249 (1950).
7. C. L. Critchfield és S. Oleksa, Phys. Rev. 82, 243 (1951).

Az atommag elméletéről

A modern atommagfizika előszeretettel alkalmaz magok egyes lényeges tulajdonságainak értelmezésére leegyszerűsített magmodelleket. Ennek az az oka, hogy nem ismerünk olyan általános elméletet, mely a magok viselkedését egységes szempontból pontosan leírná és mely a magok legfontosabb adatairól számot adna.

Ismeretes tény, hogy a magmodelleknek két fő típusa van. Az egyik az úgynevezett független részecske modell, a másik az erős kölcsönhatáson alapuló modell. Mindkét modell az érdeklődés előterében áll és napjainkban állandóan alkalmazzák.

A független részecske modell alapfeltevése az, hogy a nukleonok összessége egy potenciáletteret alakít ki, melyben az egyes nukleonok szabadon mozognak. E kép szerint tehát a nukleonok a magon belül jól definiált kvantumállapotban vannak. E modell a magok héjszerkezetére utaló tények értelmezésénél talált kiváló alkalmazási lehetőségekre. A független részecskemodell speciális alakjai mellett ugyanis minden további nélkül kiadódik, hogy a nukleonok a magban héjakban csoportosulnak. Ilyen héjszerkezet mellett tanuszkodó tények például az úgynevezett kitüntetett számok létezése, a magspinek törvényszerűségei, az izomeria stb. Ezeknek a tényeknek az értelmezésénél a független részecske modell igen jól bevált.

Az erős kölcsönhatás feltevésén alapuló modell pontosan az ellenkező állásponton áll. E modell szerint a magban uralkodó erős kölcsönhatás következtében a nukleonok nem lehetnek a magon belül tartósan jól definiált kvantumállapotban. Az erős kölcsönhatáson alapuló modell szemléletes képe egyébként jól ismeretes a közbeeső mag elméletéből. Ez az elmélet kitűnően bevált a magreakciók törvényszerűségénél. Elég, ha a Breit-Wigner formulára, a párolgási formulára és a folyadékcseppmodell olyan alkalmazásaira, mint például a kötési energiákat előállító félempirikus formula, gondolunk.

Az utóbbi időben azonban többen — elsősorban Weisskopf¹ — rámutattak arra, hogy a két elképzelés valószínűleg még sem áll olyan ellentétben egymással, mint azt eddig gondoltuk. Ellenkezőleg, valószínűleg összeférnek egymással. Ezt a következő megfontolás is mutatja. A független részecskemodell elsősorban akkor talál alkalmazási lehetőségekre, mikor a mag alap-, vagy csekélyen gerjesztett állapotban van. A kötési energia kiugrásai kitüntetett nukleon-számok esetén — az alapállapot tulajdonságai. A spin, a mágneses momentum szabályosságai úgyszintén. Izomér állapotoknál is igen kicsiny a gerjesztési energia. Sőt az a tény, hogy kitüntetett számú nukleonokkal bíró mag lassú neutronokat kis hatáskeresztmetszettel fog be, szintén könnyen értelmezhető. Ha a magnak alapállapotban igen kis energiája van, akkor a beeső kis energiájú

neutron olyan közbeeső magot hoz létre, melynek nívósűrűsége a kis gerjesztési energia miatt még igen kicsiny. Ez pedig kis hatáskeresztmetszetre vezet.

Az erős kölcsönhatáson alapuló modell használhatósága viszont legtöbbször a magasan gerjesztett állapotokra szorítkozik. A közbeeső mag mindig magasan gerjesztett. A párolgási formula is magasan gerjesztett állapotokra vonatkozik elsősorban. A két modell tehát a magok különböző állapotait írja le helyesen.

Ez azonban még nem tekinthető teljesen kielégítő álláspontnak. Változatlanul fennáll a kérdés: van-e nukleonok között olyan erős kölcsönhatás, mely megakadályozza a meghatározott kvantumállapotok kialakulását, vagy nincs. A felelet az elmélet szerint, hogy erős kölcsönhatás valóban mindig fennáll, de ez nem akadályozza meg az egyes független kvantumállapotok kialakulását, hanem az erős kölcsönhatásból következő effektusok a Pauli-elv miatt nem jönnek létre. Meg kell ugyanis gondolni, hogy a legerősebb kölcsönhatás sem hozhatja létre a várható effektusokat, ha minden állapot, melybe a nukleonok a kölcsönhatás következtében szóródhatnak — foglalt. Tényleg ez a helyzet az alapállapotban. Csak a magasan gerjesztett állapotokon, mikor nincs minden alacsonyabb állapot betöltve, jönnek létre az erős kölcsönhatásból következő effektusok.

Ez a megfontolás mutatja, hogy legalább is kvalitatíve a magok két fő modellje nem áll egymással ellentétben. A vázolt gondolatmenet kvantitatív megfogalmazása azonban még hiányzik.

Előadásomban avval a kérdéssel kívánok foglalkozni, hogy milyen módon lehet ezt a két modellt észszerűen egyesíteni oly módon, hogy legalábbis elvileg számot tudjunk adni mindkét modell által értelmezett tényekről.

A sok nukleonból álló atommagok kötési energiájának kiszámítása elméletileg a következő úton történhet. Feltételezzük, hogy a nukleonok kölcsönhatási tere egy skaláris, statikus Yukawa-tér, továbbá, hogy a nukleonok kölcsönhatása — leszámítva a Coulomb-taszítást — független a töltési állapottól. A nukleonok mozgását a mag erőterében Schrödinger egyenlettel írhatjuk le. Legyen ψ_N a neutronok, ψ_P a protonok hullámfüggvénye, m_N illetve m_P a neutronok, illetve a protonok tömegei, V_Y a Yukawa-tér, V_C a Coulomb-tér potenciális energiája, akkor a nukleonok viselkedését leíró Schrödinger-egyenletek:

$$\Delta \psi_N + \frac{2 m_N}{h^2} (E - V_Y) \psi_N = 0 \quad (1)$$

$$\Delta \psi_P + \frac{2 m_P}{h^2} [E - (V_Y + V_C)] \psi_P = 0$$

V_y és V_C a kérdéses terek potenciáljából a következőképpen adódik:

$$\begin{aligned} V_y &= g \int (\varrho_P + \varrho_N) \Phi d\tau \\ V_C &= e \int \varrho_P \varphi d\tau \end{aligned} \quad (2)$$

itt ϱ_N és ϱ_P a neutronok és protonok számsűrűsége, g a nukleonok csatolási állandója, e pedig az elemi töltés. Integrálni az egész térre kell. A Φ és φ potenciálokat a következő egyenletek határozzák meg:

$$\begin{aligned} \Delta \Phi - \mu^2 \Phi &= 4\pi g (\varrho_P + \varrho_N) \\ \Delta \varphi &= -4\pi e \varrho_P \end{aligned} \quad (3)$$

ahol μ a nukleonok között ható mezontérre jellemző ismert állandó. A mozgásegyenletek és téregyenletek csatolását a

$$\varrho_P = \Sigma \psi_P \psi_P^* \quad \varrho_N = \Sigma \psi_N \psi_N^* \quad (4)$$

egyenletek szolgáltatják.

Ennek a nemlineáris differenciálegyenletrendszernek az általános esetben való megoldása nem lehetséges. Azt sem tudjuk elvileg, hogy milyen feltételezésekből induljunk ki. Kérdésünk megoldásának azonban elméletileg a következő útja lehet. Kiindulunk valamilyen plauzibilis sűrűségfeltevésből. Ennek alapján a (3) téregyenletek segítségével (2)-ből meghatározzuk a Yukawa- és Coulomb-terek potenciális energiáját. Behelyettesítve tehát a Schrödinger-egyenletbe, meghatározhatjuk nukleonok saját függvényeit is. Kiinduló feltevésünk helyes voltát már most (4) egyenlet segítségével állapíthatjuk meg. Az eljárást iterálni lehet és ha eljárásunk konvergál, akkor egy szukszcesszív approximációs módszert nyertünk.

A múlt év végén a Fizikai Társulatban tartott előadásomban ezt a gondolatmenetet alkalmaztam egy durva közelítésben. A legegyszerűbb feltevésel éltünk, ami csak lehetséges:

$$\varrho_P = \text{const.} \quad \varrho_N = \text{const.}$$

a magon belül, míg kívül zérus.

Gömbszimmetrikusnak tételezve fel a Yukawa- és Coulomb-tereket a téregyenletek integrálása segítségével egy függvényt kapunk, mely egy potenciálvölgyet állít elő. E függvényből (2) alapján megkaptuk a tér teljes potenciális energiáját

$$\begin{aligned} V_y &= -g^2 \lambda R_A^3 + g^2 \gamma R_A^2 \\ V_C &= \alpha Z^2 R_A^{-1} \end{aligned} \quad (5)$$

ahol R_A az A nukleonból álló mag sugara, Z a mag rendszáma. λ , γ , α pedig ismert számértékek, A V_y -ban szereplő két tag szemmel láthatóan a magok térfogati és felületi energiáit állítja elő.

A mag teljes energiája a fenti potenciális és a nukleonok kinetikus energiáinak összegéből adódik. Említett előadásomban a tér által előállított potenciált sematikusán egy végtelen mély potenciálvölgygel helyettesítettük. Ebben az esetben a

nukleonok sajátfüggvénye — ha a Coulomb-taszítástól eltekintünk — a következő alakú volt:

$$\psi_{n,l,m} = C_{l,n}(kr)^{-1/2} J_{l+1/2}(kr) P_l^m(\cos \vartheta) e^{im\varphi}$$

ahol

$$k = \left(\frac{2m}{\hbar^2} E \right)^{1/2}$$

az energiasajátértékek pedig

$$E_{n,l} = \frac{\hbar^2 x_{n,l}^2}{2m R_A^2}$$

ahol az $x_{n,l}$ -ek a

$$J_{l+1/2}(k R_A) = 0$$

egyenlet gyökei jelentik. A sűrűségfüggvény ennek alapján:

$$\varrho(\xi) = R_A^3 \Sigma a_{n,l} \xi^{-1} J_{l+1/2}^2(X_{n,l} \xi) \quad \text{ahol } \xi = \frac{r}{R_A}$$

míg $a_{n,l}$ az

$$\int \varrho dV = A$$

normálási feltételből meghatározható állandó. Az összegezést az egyes héjak betöltődési sorrendje szerint kell venni. Ez a sorrend:

$$1s, 2p, 3d, 2s, 4f, 3p, 5g, 4d, 6h, 3s, 5f \dots$$

A sűrűségfüggvény a 0–1 tartományban többé — kevésbé állandónak mondható, ami azt jelenti, hogy kiindulási feltevésünket a

$$\varrho_P + \varrho_N = \text{állandó}$$

alakban reprodukáltuk.

Természetes, hogy a végtelen mély potenciálvölgy képe csak durva közelítés és egyáltalán nem kötelező. Az általunk követett pontosabb eljárás a következő: Mindenekelőtt véges mély potenciálvölgyet tekintettük, ekkor a hullámfüggvényt és első deriváltját a völgy határain illeszteni kell. Derékszögű potenciálvölgy esetén, mint könnyen belátható, ez a feltétel a következő transcendens egyenlethez vezet:

$$\frac{J_{l+3/2}(k R_A)}{J_{l-1/2}(k R_A)} = \frac{H_{l+3/2}(i \kappa R_A)}{H_{l-1/2}(i \kappa R_A)}$$

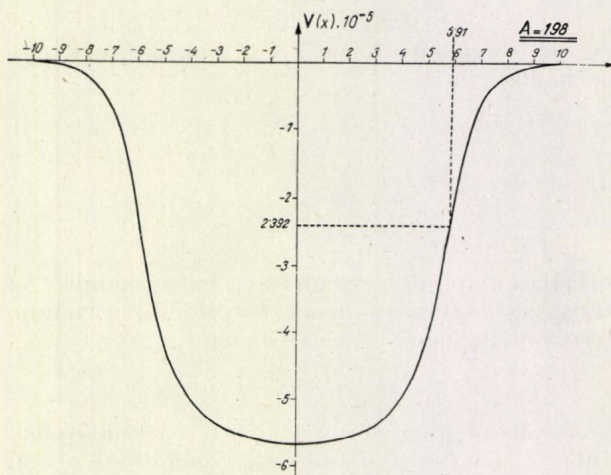
ahol $\kappa = \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - B) \right]^{1/2}$, ahol B a potenciálvölgy mélysége. Ez a transcendens egyenlet csak igen körülményes úton oldható meg, hiszen ebben két paraméter a B és az R_A szerepel. Ehelyett az egyenlet helyett célszerű más közelítő egyenletet megoldani, erre a kérdésre azonban most nem kívánok kitérni.

A megoldandó transcendens egyenlet gyökeit ismét $x_{n,l}$ -el jelölve most meghatározzuk a kinetikus energiát. Ezek az energiaértékek még mindig nem pontosak, hiszen a $\Phi(r)$ függvény nem derék-

szögű, hanem az ábrán látható alakú potenciálvölgyet állít elő. Ez semmiképpen nem elhanyagolható körülmény, mert csak ilyen alakú völgy ad számot arról a tényről, hogy magas gerjesztési energia esetén az energianívósűrűség növekszik. Az energianívók helyzetét a $\Phi(r)$ völgyben már most könnyen kiszámíthatjuk a derékszögű potenciálvölgy energianívói segítségével. A kvantumelméleti perturbációs számítás szerint a $\Phi(r)$ völgy nívói a

$$\Delta W = 4\pi \int \psi_k^* \Phi(r) \psi_k dV$$

korrekcióval kaphatók meg ahol ψ_k csak a radiális résztől függő sajátfüggvény a derékszögű potenciálvölgyben.



1. ábra

Ezen energianívók segítségével már most a mag teljes energiája könnyen előállítható:

$$W = V_y + V_c + E_K \quad (6)$$

ahol E_K a nukleonok kinetikus energiáinak összegét jelenti. Ebben a formulában két paraméter a g és az R_A szerepel. Az R_A meghatározására az a feltétel szolgál, hogy a magok energiáját minimummá akarjuk tenni, vagyis R_A -t a

$$\frac{\partial W}{\partial R_A} = 0$$

egyenlet segítségével határozhatjuk meg.

Végül még a következőkre szeretnék rámutatni: a (6) formula olyan kifejezést ad, mely fizikai

tartalmát tekintve az úgynevezett félempirikus formulával teljesen egyenértékű. (6) segítségével mindazok a jelenségek tárgyalhatók, melyek értelmezésénél a félempirikus formula eddig sikerrel járt. Kiemelem az alkalmazások közül a stabilis izobárok helyzetére kapott eredményeket és a maghasadás értelmezését. A félempirikus formula ugyanakkor pontosan az erős kölcsönhatáson alapuló modellhez kapcsolódik, annak is egyik legsikeresebb formájához, a cseppmodellhez. Ezzel egyidejűleg azonban világos, hogy tárgyalási módszerünk szorosan kapcsolódik a héj elképzeléshez, vagyis a független részecskemodellhez is. Példának megemlítem a következőt. Modellünk az atommagok zárt héjaira vonatkozóan a következő számértékeket adja: 2, 8, 18, 20, 34, 40 Ezek közül csak a 2 és a 8 felel meg a tapasztalatnak. Az utóbbi időben azonban többen dolgozták ki ennek a modellnek olyan modifikációit, melyek segítségével modellünk a tapasztalattal megegyező eredményekre vezet. Igen jó eredményeket érhetünk el például, ha figyelembe vesszük a nukleonok erős kölcsönhatásából következő erős spin-pálya kölcsönhatást. G. Mayer, Haxel, Jensen és Suess³ dolgozták ki ennek az elgondolásnak a szisztematikáját. Kérdés, hogy lehetséges-e ezt a szisztematikát modellünk segítségével elméletileg megalapozni. A válasz igenlő, mert ez év elején Gausnak⁴ sikerült kimutatni, hogy a mezonelmélet — melyre mi is támaszkodunk — valóban olyan erős spin-pálya kölcsönhatásra vezet, amelyet az említett modell megkíván. Ez a kölcsönhatás természetesen az energianívók eltolására vezet. Nagyságrendben:

$$\Delta W = \int \psi^* V' \psi d\tau \sim Ba \left\{ -\frac{(l+1)}{l} \right\}$$

ahol V' a spin-pálya kölcsönhatásból adódó additív energia, a pedig egy elméletileg meghatározható állandó, melyben szerepel a g faktor is. A zárjel azt mutatja, hogy az alsó tag érvényes, mikor a spin-pálya momentumok parallel, a felső mikor antiparallel állnak.

Szamosi Géza

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikai Intézet.

1. Weisskopf Science 113 (101) 1951.
2. Margenau Phys. Rev. 46 (613) 1934.
3. M. G. Mayer Phys. Rev. 78 (10) 1950.
Haxel—Jensen—Suess Zsf. für Physik 128 (295) 1950.
4. Gaus Zsf. für Naturf. 7 (44) 1952.

Atommagok dilatációs rezgései

Számos jelenség mutatja, hogy az atommagokban a gerjesztési energia éppen úgy csak meghatározott értékeket vehet fel, mint az elektronburokban. Erre utal a γ -sugár-abszorpció és emisszió vonalas spektruma és sok más jelenség. Könnyű atommagokban az energia diszkrét értékei onnan adódnak, hogy az atommagot alkotó egy-két részecske a kvantummechanika törvényei szerint csak meghatározott pályákon mozoghat. Nehéz, 100–200 részecskéből álló magoknál azonban a kvantummechanika exakt alkalmazása nem lehetséges. Ha az atommagok gerjesztésénél végbemenő jelenségeket vizsgálni akarjuk, szükségképpen közelítésekhez, többé-kevésbé modellizált elképzelésekhez kell folyamodnunk. Az egyik legegyszerűbb és nehéz atommagok gerjesztésénél legnagyobb sikerrel használható elképzelés a következő: az atommagot alkotó részecskék önállóságát elmosva a maganyagot kontinuumnak tekintjük és a hidrodinamika törvényeit alkalmazzuk az atommagban végbemenő rezgések tanulmányozására. Hasonlít ez a szilárd testek fajhőjének Debye-féle értelmezéséhez: ott is a gerjesztési energiát nem az egyes részecskékre, hanem a rugalmas anyag egyes sajátrezgéseire osztjuk el. Az atommagot összenyomhatatlan, felületi feszültséggel bíró folyadékcseppnek tekintve Bohr és Wheeler sikeresen kidolgozták a maghasadás elméletét [1], Flüge pedig az 1 MeV – 10 MeV tartományban fellépő energianívókat értelmezte, mint a magfelület kapilláris sajátrezgéseit [2]. A megfigyelési technika fejlődésével magasabb, 20–30 MeV energiatartományban levő rezonancianívók is ismertté váltak és egyes szerzők megpróbálkoztak ezek elméleti értelmezésével. Számításaik során a maganyagot mindvégig összenyomhatatlannak tételezték fel.

Ilyen nagy energiájú gerjesztéseket tárgyalva kíváncsiaknak látszik annak megvizsgálása, hogy a maganyag összenyomhatatlansága milyen nagy energiáig áll fenn, milyen nagy energiánál gerjesztődhetnek a magban dilatációs rezgések. Erre vonatkozólag először Bethe végzett tájékozódó számításokat 15 évvel ezelőtt [3]. Feltevései és adatai azóta nagymértékben módosultak.

A dilatációs rezgések kvantitatív vizsgálatánál kiindulásul a hidrodinamika egyenletei szolgálhatnak [4]. Az Euler-féle mozgásegyenletek:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{M\rho} \operatorname{grad} p + \frac{Z}{A} \frac{e}{M} \mathcal{E}.$$

ρ a maganyag sűrűségét (a térfogategységben levő részecskék számát) jelöli. p a nyomás, M a nukleontömeg, e a protontöltés, Z a rendszám, A az atomsúly. \mathcal{E} az elektromos térerősség, mely származhat esetleg γ -sugárzástól, de ezen keresztül figyelembe vehető az atommag saját terének

hatása is. ρ kielégíti még a kontinuitási egyenletet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v) = 0.$$

Ahhoz, hogy a két egyenletből a két ismeretlen, ρ és v meghatározható legyen, ismernünk kell a nyomás és sűrűség összefüggését, azaz a maganyag állapotegyenletét. Gondoljuk meg, mi okozza a maganyag inkompresszibilitását. A Pauli-elv szerint a magot alkotó részecskék, protonok és neutronok közül egy kvantumállapotban csak egy részecske foglalhat helyet. Ha a maganyag összenyomásával további részecskéket akarunk egy térfogatrészbe juttatni, azt csak a részecskék magasabb energiaállapotba való emelésével érhetjük el. Ennek figyelembevételével a kompresszibilitás kiszámítható. A Fermi-statisztikából vagy pl. az asztrofizikai alkalmazásokból ismert módon

$$p = \alpha \rho^{5/3}.$$

Az α állandó értéke számszerűen ismeretes. A fenti három egyenlet teljesen meghatározza a maganyag mozgását. Feltételezzük, hogy a longitudinális rezgést végző anyag sűrűsége csak kissé tér el az egyensúlyi állandó sűrűségtől. Ezen kívül a bennünket érdeklő, nem túlságosan nagy sebességekre szorítkozunk. Ilyen közelítésben a fenti egyenletrendszer az akusztika ismert hullámegyenletére vezet:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - u^2 \Delta \rho = 0.$$

A rugalmas rezgés terjedési sebessége (a hangsebesség) az atommag nagyságától független, csak kis mértékben függ a protonokból és neutronokból álló maganyag százalékos összetételétől:

$$u = \frac{1}{2} (3\pi^2)^{1/6} \frac{\hbar}{Mr_0} \left(1 + \frac{5}{18} n^2 \right).$$

(Itt $n = \frac{N-Z}{A}$ a relatív neutronfölösleg, r_0 pedig

az atommag egyensúlyi sűrűségét meghatározó nukleonsugár. Értéke a magfizika más területeiről jól ismert: $1,42 \cdot 10^{-13}$ cm.) A hangsebesség számszerű értéke a fénysebesség 13%-a. Más számítások hasonló eredményre vezetnek.

A hullámegyenlet megoldása gömbfüggvények és Bessell-függvények segítségével felírható. A határfeltételből következik, hogy az egyes sajátrezgés-típusok frekvenciáit a következő, Bessell-függvények közt fennálló egyenlet határozza meg:

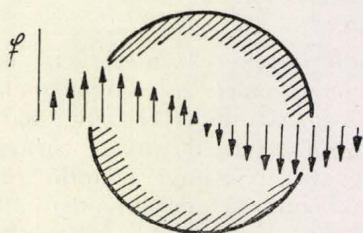
$$x_l J_{l+\frac{3}{2}}(x_l) = l J_{l+\frac{1}{2}}(x_l), \quad x_l = \frac{R\omega_l}{u}.$$

R az atommag sugara. Az ω_l sajátfrekvencia ismeretében a sajátrezgések energiája a kvantumelmélet ismert összefüggése alapján

$$E_l = \hbar\omega_l = \frac{\hbar u}{R} x_l.$$

E képlet szerint pl. az urán-magban dilatációs dipól-rezgéstípus már 6 MeV-tal gerjeszthető, kvadrupól-jellegű sajátrezgés 10 MeV-nál, radiális sajátrezgés 13 MeV-nál léphet fel. Könnyű magoknál dilatációs rezgések keltéséhez valamivel magasabb energia szükséges. Magnézium-magban a dilatációs rezgések csak 13 MeV fölött lépnek fel. Ezek az adatok mutatják, hogy — egyes szerzők gyakorlatával ellentétben — az atommag összenyomhatósága 10 MeV gerjesztési energia körül és a fölött nem hanyagolható el. Sőt: az egyes dilatációs sajátrezgések ebben a tartományban rezonanciajelenségekre vezethetnek.

Természetesen azt nehéz megállapítani, hogy milyen magreakciónál melyik rezgéstípus gerjesztődik. Részecske atommagba való behatolása olyan bonyolult erőhatásokat eredményez, melynek elmélettel való nyomkövetése nem lehet-



1. ábra

séges. Valamivel egyszerűbb a helyzet γ -sugárral történő gerjesztésnél. Ha a magot olyan elektromágneses sugárzás éri, melynek hullámhossza összehasonlítható az atommag méreteivel, a magterfogatban ható inhomogén elektromos tér rezgésbe hozhatja a maganyagot. (Ábra.) A kényszerrezgés az elektromágneses sugárzás abszorpciójával jár együtt. A γ -sugár-abszorpció hatás-keresztmetszetének kiszámításánál figyelembe kell venni, hogy az elektromágneses hullám nemcsak longitudinális rezgéseket kelt, hanem ide-oda dobálja is az atommagot, minek következtében tehetetlenségi erők is fellépnek. Urán-atommagnál 20 MeV-os γ -sugár abszorpciójának hatás-keresztmetszete megközelíti az 1 barn-t, ami γ -abszorpciónál nagy érték. A hatás-keresztmetszet erős maximumot mutat a kvadrupól-sajátrezgéseknek megfelelő energiánál. Ez az eredmény lehetővé teszi a tapasztalattal való összehasonlítást. A mellékelt táblázat közli a dilatációs rezgésekből számított energianívókat, mellette pedig a γ -abszorpció megfigyelt rezonanciaenergiáit. Látható, hogy az elméletileg számított értékek jól követik az észlelt energianívók atomsúly-függését, csak mintegy 20–30%-kal alacsonyabbak.

Az ismertetett számítás során több effektust nem vettünk figyelembe. Ezek megfelelő korrekciók alkalmazásával tekintetbe vehetők. A korrekciók a rezgés terjedési sebességére és a rezonancia-

Atommag	Proton-neutronrezgés MeV	Dilatációs rezgés MeV	Megfigyelt értékek MeV
Be ⁹	28,8	29,2	34
Cl ¹²	26,1	26,5	31
F ¹⁹	22,4	22,7	31
Mg ²⁶	20,2	20,5	28
Cu ⁶³	15,0	15,2	22
Ta ¹⁸¹	10,6	10,8	15
U ²³⁸	9,7	10,0	17 ± 3

energiákra kapott értékeket nem módosítják lényegesen. Például az atommag saját Coulomb-terének visszahatása könnyű magoknál gyakorlatilag semmi változást nem okoz, nehéz magoknál a hangsebesség értékét változtatlanul hagyja, de a rezonanciaenergiák számértékét kb. 3%-kal növeli, tehát kissé közelebb hozza a tapasztalati értékhez.

A γ -rezonancianívók elméleti értelmezésére ebben az energiatartományban Steinwedel, Jensen és Danos is végzett számításokat [5]. Feltevésük szerint az elektromágneses tér a magban levő protonokat rezgésbe hozhatja a neutronokhoz képest. Az ő általuk számított eredményeket közli a táblázat második oszlopa. Steinwedel a maganyagot összenyomhatatlannak tekintve végezte a számításokat, ami pedig a fentiek szerint nem helyes. Elhanyagolták ezen kívül a tehetetlenségi erők figyelembevételét is, az atommagot térben rögzítve számították a hatás-keresztmetszetet, ami szintén nem megengedett. Elméletük más nehézségekkel is jár, ezért természetesebb feltevésnek látszik, hogy a γ -rezonanciahelyeket dilatációs sajátrezgésekként értelmezzük, mint az, hogy egymáson keresztül áramló proton- és neutron-folyadékkal számoljunk.

Összefoglalásul a következő képet adhatjuk egy nehéz atommag, pl. urán, gerjesztési fokozatairól: A gerjesztési energia felvétele három formában történhetik, hasonlóan a molekuláknál ismeretes rotációs, vibrációs és elektronpálya-gerjesztéshez:

Rotációs gerjesztés (merevség állapota) 1/300 MeV-tól.
Felületi gerjesztés (inkompresszibilitás állapota) 1,9 MeV-tól.
Dilatációs gerjesztés (kompresszibilitás állapota) 6,3 MeV-től.

Marx György

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikai Intézete

IRODALOM

1. N. Bohr—J. A. Wheeler, Phys. Rev. 66. 426. (1939).
2. S. Flügge, Ann. Physik 39. 73. (1941).
3. H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. 9. 87. (1937).
4. Hasonló módszerrel számította az elektronburok sajátrezgéseit H. Jensen, Z. Physik 106. 620. (1937).
5. H. Steinwedel, H. Jensen, Z. Naturf. 5a. 413 (1950).
- M. Danos, Ann. Physik VI. 10. 264. (1952).

Neutron befogásakor felszabaduló energia kiszámítása

Atommagok neutron befogásának hatás-keresztmetszete bizonyos meghatározott neutron-energiáknál kiugróan nagy értéket vesz fel. Azt mondjuk, hogy rezonancia-befogás történik. Ez azzal magyarázható, hogy a befogáskor felszabaduló energia éppen elegendő ahhoz, hogy a keletkezett magot egy magasabb nivóra gerjessze. A befogáskor felszabaduló energia a befogott neutron kinetikai és kötési energiájának összegével egyenlő: $E_g = E_k + |\varepsilon|$. Ha a neutron kinetikai energiáján kívül az ε kötési energiát is ismerjük, hatáskeresztmetszet mérésekkel az atommagok energia nivóit kimérhetjük. Az egy nukleonra eső átlagos kötési energiával nem számolhatunk, mert egy magon belül az egyes nukleonok más és más energiájú állapotban vannak, ezért az átlagos kötési energia nem a kívánt ε értéket adja. Fontos ε ismerete a maghasadás tanulmányozásánál is. Ha valamely nehéz mag befog egy neutron, az két vagy több nehéz részre csak akkor esik szét, ha a befogáskor felszabaduló energia a mag hasadásához szükséges kritikus értéket eléri. Ha tehát maghasadás bekövetkezésének lehetőségét ki akarjuk számítani, ismernünk kell a hasadást előidéző befogott neutron kötési energiáját.

Egy (A, Z) mag „utolsó” neutronjának kötési energiája az (A, Z) és $(A-1, Z)$ magok kötési energiájának különbségével egyenlő. A magok tömegdefektusának ismeretéből ε egyszerűen kiszámítható. Ha az így meghatározott empirikus értékeket A abszcisszájú koordináta-rendszerben feltüntetjük, látjuk, hogy $|\varepsilon|$ növekvő A -val csökken, ami azt jelenti, hogy a felszabaduló energia kisebb, ha nagyobb magon történik a befogás.

Kérdés, hogyan magyarázható az ilyen atom-súlytól való függés? Erre kívánok az alábbiakban rámutatni.

Az »utolsó« neutron kötési energiájának atomfizikai analógja az ionizációs energia, vagyis az a munka, melyet végezni kell, mikor valamilyen atomról az utolsó elektront leszakítjuk. A statisztikus atomelméletből ismeretes, hogy az ionizációs

energiát a $Q = \int_{N-1}^N \frac{dE}{dN} dN$ egyenletből számít-

hatjuk ki [1]. E az atom elektronfelhőjének teljes energiáját, N az elektronok számát jelenti. Ha ebben a képletben az egyes mennyiségeknek magfizikai értelmezést adunk, az »utolsó« neutron kötési energiáját kapjuk:

$$\varepsilon = \int_{N-1}^N \left(\frac{dE}{dN} \right)_{Z=\text{konst}} dN. \quad (1)$$

E a mag teljes energiáját, N a neutronok, Z a protonok számát jelenti. Az integrálban szereplő $\left(\frac{dE}{dN} \right)_Z$ kifejezést kell először kiszámítani.

Az atommagot tekintsük erősen elfajult Fermi-gáznak. Adott potenciáltérben levő Fermi-gáz sűrűségeloszlásával legújabbban H. Robl [2] foglalkozott és azt találta, hogy erős elfajulás esetén a gáz két tetszőleges helyén a sűrűség és potenciális energia között ilyen összefüggés van:

$$\varrho_1^{2/3} + CU_1 = \varrho_2^{2/3} + CU_2.$$

ϱ a térfogategységben levő részecskék számát, U a megfelelő helyen a potenciális energiát jelenti. Az egyenletben szereplő C állandó értéke $\frac{8m}{h^2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{2/3}$. (m a részecskék tömege h a Planck-féle

állandó). Feltevésünk szerint ez az összefüggés mind protonokra, mind neutronokra fennáll. Egyik helynek a magon belüli tetszőleges helyet, másiknak a mag határát tekintjük. A mag határán a protonok és neutronok sűrűsége egyaránt zéró. Ha a protonok sűrűségét ϱ_P -vel, a neutronokét ϱ_N -nel jelöljük, a sűrűségek és potenciális energiák között a következő összefüggés van:

$$\varrho_P = C^{3/2} (U_P^0 - U_P)^{3/2}, \quad (2a)$$

$$\varrho_N = C^{3/2} (U_N^0 - U_N)^{3/2}. \quad (2b)$$

A nulla indexű mennyiségek a mag határán felvett értékeket jelentenek.

Mivel a nukleonok között ható erő kicserélődési jellege nincs egyértelműen meghatározva, továbbá tenzor-erők használata esetén gömbszimmetrikus megoldások nem jöhetnek szóba és ezáltal a számítás nehézkessé válna, közelítésképpen közönséges, skaláris Yukawa-féle erővel számolunk.* Ezzel az erővel a nem kicserélődési jelleg és gömbi szimmetria miatt a számítások könnyen elvégezhetőek. A magon belül a magerők potenciálját ψ -vel, a protonok által keltett Coulomb tér potenciálját jelöljük φ -vel. A fenti összefüggésben szereplő potenciális energiák így írhatók:

$$U_P = g\psi + e\varphi. \quad (3a)$$

$$U_N = g\psi. \quad (3b)$$

g a nukleonok mezon-töltését, e a protonok elektromos töltését jelenti. ψ és φ potenciálok a

$$\Delta\psi - \mu^2\psi = 4\pi g(\varrho_P + \varrho_N), \quad (4a)$$

* Ivanenko és Rodicsev a magok héjszerkezetével kapcsolatos cikkükben szintén ezt az erőt használták. Lásd Irodalom.)

$$\Delta\varphi = -4\pi e\rho_P \quad (4b)$$

egyenleteket elégítik ki. A (4a) egyenletben szereplő $\mu = \frac{Mc}{\hbar}$ (M a π -mezon tömege). A (4a) és (4b) egyenletekből (2a) és (2b) figyelembevételével a magon belüli potenciál- és sűrűségeloszlást kiszámíthatjuk adott határfeltételekkel. Az így meghatározott potenciál- és sűrűségeloszlással a mag teljes E energiája felírható. Az E energia összetevődik a nukleonok kinetikai energiájából, Yukawa-féle potenciális energiájából és a protonok Coulomb energiájából, melyeket ismert módon számíthatunk ki a potenciálok és sűrűségek segítségével. A mag teljes energiájának így felírt kifejezéséből az

$$\int \rho_P dV = Z ; \quad \int \rho_N dV = N ; \quad Z + N = A$$

mellékfeltételek figyelembevételével $\left(\frac{dE}{dN}\right)_Z$ kiszámítható és eredményül adódik:

$$\left(\frac{dE}{dN}\right)_Z = U_N^0.$$

(A fenti integrálok a magok térfogatára ttejesztendők ki).

Ha a magot gömbszimmetrikusnak tekintjük a potenciálok és sűrűségek a mag középpontjától számított távolságnak a függvényei.

$$U_N^0 = g \psi(R), \quad (6)$$

R a mag sugarát jelenti.

A számításokat két speciális esetre végezzük el.

1. A (4) egyenleteknek Ivanenko által kiszámított megoldását tekintjük. [3], Ennek megfelelő sűrűségeloszlással bármely magon kívüli pontban a potenciál úgy számítható ki, mintha az egész maganyag a mag középpontjában lenne egyesítve, vagyis

$$\psi(a) = -\frac{Ag}{a} e^{-\mu a} ; \quad \varphi(a) = \frac{Ze}{a}. \quad (7)$$

a a kiszemelt pont távolsága a mag középpontjától.

2. A magot állandó sűrűségűnek tételezzük fel. Most tekintsük az első esetet részletesen.

A (4a) és (4b) egyenletek magon kívüli megoldása ($\varrho=0$)

$$\psi_k = -\frac{\alpha}{r} e^{-\mu r} ; \quad \varphi_k = \frac{\beta}{r}. \quad (8a)$$

Ivanenko határfeltételeit használva $\alpha = Ag$; $\beta = Ze$. A külső megoldások tehát:

$$\psi_k = -\frac{Ag}{r} e^{-\mu r} ; \quad \varphi_k = \frac{Ze}{r}. \quad (8b)$$

Abból a feltevésből, hogy a mag határán a potenciálnak folytonosan kell átmenni a magon kívüli megoldásokról a potenciálok határon felvett értékei felírhatók. Ennek megfelelően:

$$U_N^0 = -\frac{Ag^2}{R} e^{-\mu R}. \quad (9)$$

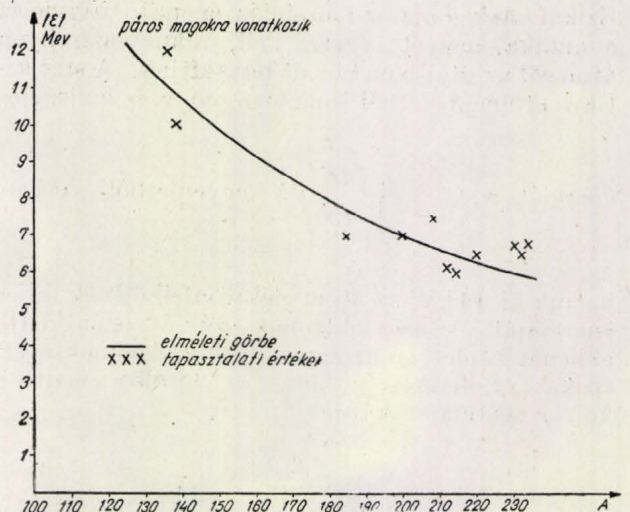
Magsugárként a nehéz magokra jól bevált $R=r_0 A^{1/3}$ kifejezést használjuk. Az »utolsó« neutron kötési energiáját az

$$\varepsilon = \int_{N-1}^N \left(\frac{dE}{dN}\right)_Z dN = - \int_{N-1}^N \frac{Ag^2}{R} e^{-\mu R} dN \quad (10)$$

egyenletből számíthatjuk ki. Az integrált analitikusan kiszámolva eredményül kapjuk:

$$\varepsilon = \frac{3g^2}{\mu r_0} \left[e^{-\mu r_0 A^{1/3}} \left(A^{4/3} + \frac{4}{\mu r_0} A + \frac{12}{(\mu r_0)^2} A^{2/3} + \frac{24}{(\mu r_0)^3} A^{1/3} + \frac{24}{(\mu r_0)^4} \right) \right]_{A-1}^A. \quad (11)$$

μ értékét a legújabb irodalmi adatoknak megfelelő 276-os mezon tömegből számítottam, r_0 nak a tapasztalatból ismert $1,42 \cdot 10^{-13}$ cm értéket vettem. A számítás eredménye szerint $|\varepsilon|$ csökken A növekedésével (Ábra). g megfelelő választásával az elméleti értékek átlagban 6 % pontossággal egyeznek a tapasztalattal. (ε kiszámításánál a páros és páratlan effektust is figyelembe vettem). A számítás eredményét az alábbi táblázat mutatja:



1. ábra

A	$ \varepsilon $ (tapasztalt) MeV	$ \varepsilon $ (számított) MeV
119	8,7	9,2
136	12,0	11,2
138	10,0	10,8
156	8,8	9,5
184	7,0	7,8
195	5,2	5,4
200	7,0	7,1
208	6,5	6,75
212	6,1	6,6
213	4,2	4,8
214	5,99	6,52
218	7,4	6,8
219	4,26	4,7
220	6,46	6,31
223	4,97	4,65
229	4,86	4,55
230	6,76	6,2
232	6,5	6,1
234	6,8	6,03
235	4,8	4,4

Ha a magot állandó sűrűségűnek tekintjük, akkor bármely magon kívüli pontban a potenciált úgy számíthatjuk ki, mintha a mag ponttöltés lenne és középpontjában

$$\frac{4\pi RQ}{\mu^2} \left(\cosh \mu R - \frac{\sinh \mu R}{\mu R} \right) \quad (12)$$

maganyag lenne egyesítve. A számítás ebben az esetben is elvégezhető analitikusan. A kapott eredmények egyáltalán nem egyeznek a tapasztalattal. Teljesen más atomsúly-függést mutat ezen utóbbi módon számított ε . Ez érthető is, mert mi a mag határán vett értékekkel dolgozunk, ott pedig a sűrűség állandósága nem áll fenn.

Összefoglalva azt mondhatjuk, hogy az Ivanenko-féle sűrűségeloszlással számított »utolsó« neutron kötési energiájának atomsúly-függése nagyon szépen egyezik a tapasztalattal és a számított értékek a tapasztalati értékeket 6 % pontossáig közelítik meg. Állandó sűrűséget tételezve fel viszont rossz eredményt kapunk. Ez arra enged következtetni, hogy a mag határán a viszonyok az Ivanenko-féle sűrűségnek megfelelőek.

Nagy Károly

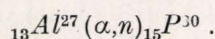
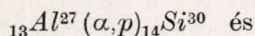
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikai Intézete

IRODALOM

1. P. Gombás: Die statistische Theorie des Atoms. (1949).
2. H. Robl: Acta Physica Austriaca 1951.
3. D. Ivanenko és V. Rodicsev: Доклады АН СССР (1950) 70.

Al (α, n)P atommagátalakulás gerjesztési függvénye

Kísérletileg bizonyított tény, hogy ha alumínium fémeket Po α -sugarakkal bombázunk kétféle magátalakulás jön létre, minthogy az alumíniumnak egyetlen stabilis izotópja van

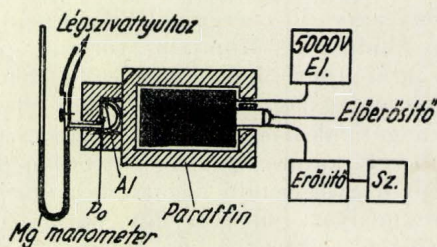


Minthogy utóbbi magfolyamat gerjesztési függvényére viszonylag kisebb α -energiáknál megbízható irodalmi adat nincs, indokoltnak látszott a gerjesztési függvényt Po α -sugarakkal is kimérni. Másrésről ez a mérés kapcsolódik a debreceni egyetem Kísérleti Fizikai Intézetében az Al-ban Po α -sugarak hatására létrejövő magátalakulásokra vonatkozó megelőző vizsgálatokhoz, illetve azokat egészíti ki.

Mérőberendezés

A méréshez felhasznált Po készítmény 3 mm átmérőjű platinaíridium korongon volt, az intézetben már megelőzőleg kidolgozott szublimációs eljárással készült, és erőssége 10, 2 mC volt.

Ez egy 50 mm sugarú kb. 0,3 mm vastag polírozott felületű alumínium félgömb középpontjában foglalt helyet. Ez a besugárzó edény légmentesen zárt, illetve az α -sugarak energiáját

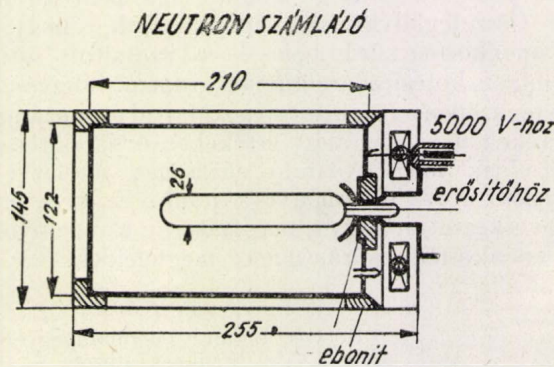


1. ábra

A neutronszámoló és besugárzó félgömb vázlatos rajza

a csatlakozó csövön keresztül a félgömbbe beengedett gázzal lehetett változtatni. A gáz nyomása egy kapcsolt Hg manométeren direkt leolvasható volt. Az

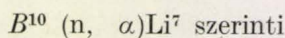
α -sugarak fékezésére nitrogén gáz felelt meg a legjobban, minthogy ez sem a Po-mal, sem a Al-mal nem lép kémiai reakcióba, másrészt igen alacsony az (α , n) magátalakulási hatásfoka, így a mérendő effektust nem zavarja. Az Al-ból kilépő neutronok mérése egy a félgömbtől 7 cm távolságra elhelyezett bórtriklorid — gőztöltésű ionizációs kamrával történt. A kamra hengeres alakú 2 liter számolási űrtartalmú vákuumbiztos zárt edény, melyet gondos leszívattyúzás után BCl_3



2. ábra

A bórtriklorid-gőz töltésű kamra keresztmetszete

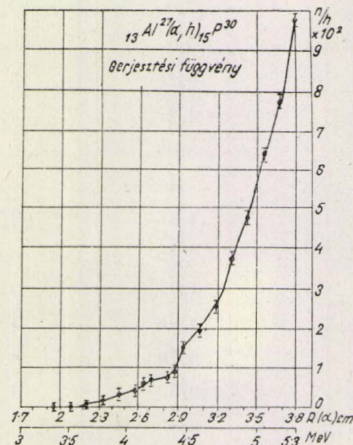
gőzzel töltöttünk meg. A kamra gyűjtő elektródja centrikus helyzetű, 26 mm átmérőjű legömbölyített végű sárgaréz cső, melynek kivezetése szigetelt védő gyűrűben csatlakozik egy RC-csatolású erősítő első csövének rácsához. A kamrába belépő neutron ha egy bór-10-es atomra talál, rajta a



magátalakulást hozza létre és az ionizációs kamra falá és gyűjtőelektródja közé kapcsolt 5000 Volt stabilizált feszültség a fenti magátalakulás miatt keletkező α -rész (1,6 MeV) valamint a hátradobott Li atommag (0,9 MeV) által keltett negatív ionokat gyűjti a gyűjtőelektródra. Fenti magátalakulás azonban csak termikus neutronok esetén jön létre jó hatásfokkal. Neutronok lelassítására szolgál az ionizációs kamrát körülfogó 5 cm vastag 260 mm külső átmérőjű parafin henger. A mérendő magátalakulásból általában véve MeV nagyságrendű energiával kilépő neutronok a parafin hidrogén atomjain történt többszöri ütközés után termikus sebességeig lelassulnak, és így viszonylag nagyobb hatásfokkal létrejöhet a fenti magátalakulás. Minden keletkező magátalakulás a kamra gyűjtőelektródján kb. 100 mikrovolt nagyságrendű negatív feszültség impulzust eredményez, amelyet egy három fokozatú RC-csatolású elektroncsöves erősítő 2×10^4 -szerecsére erősített. A negyedik fokozat egy tyrathron-cső volt, mely az anódkörében elektromágneses számlálót működtetett. A tyrathron lezáró feszültségét helyesen megválasztva elérhető volt, hogy a készülék egyaránt beszámolja akár az α -rész, akár a Li-mag által keltett ionizációs feszültségimpulzust. Így az ionizációs kamra fala közelében létrejövő

magátalakulást is beszámolta a mérőberendezés. A termikus zörejt is sikerült igen alacsony szinten tartani, mely jóval a diszkriminációs határ alatt volt.

A készülék természetes effektusa 153 ± 3 rész/óra volt. Parafinhenger nélkül 100-rész/óra, a különbséget képező óránként 53 részecskét a kozmikus sugárzás által keltett neutronok adták. A parafinhenger nélkül mért effektus a kamra sárgaréz falába bezárt radioaktív szennyezéstől



3. ábra

Ordináta: óránként a természetes effektus felett mért neutronok száma.

Abszcissza: az α -rész k energiája MeV-ban

ered. A kapott integrális gerjesztési függvényt a 3. ábra mutatja (vastag alumínium lemezen történt a mérés.)

Ezen a függőleges tengelyre az óránként a természetes effektus felett mért neutronok számát, vízszintes tengelyen a bombázó α -részek energiáját MeV-okban illetve a maradék hatótávolságot 15 $^\circ\text{C}$ -ú 760 Hg-mm nyomású levegőre átszámítva cm-ben tüntettük fel. Átszámításnál a nitrogéngáz fékező képességét a levegő 0,98-szorosának vettem fel. A méréspontok egyenként átlag 5 órás mérési eredmények középértékei. Összesen kb. 70 000 neutront számolt le a berendezés a gerjesztési görbe felvételéhez.

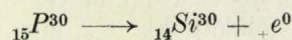
A gerjesztési görbéből látható, hogy a neutron sugárzás 2,2 cm hatótávolságnál indul, ami megfelel 3,65 MeV α -energiának, és a mérési tartományban egy kifejezett rezonanciahelyet mutat 2,95 cm α -hatótávolságnál (4,45 MeV). Megvizsgáltam, hogy vajon termikus neutronok keletkeznek-e a vizsgált magfolyamatból. Ezen méréseknél eltávolítottam a kamrát körülvevő parafinhengert. Ide vonatkozóan azt kaptam, hogy még kis α -energiáknál sem lépnek fel a mérési határon túl lassú neutronok, következésképpen a gerjesztési görbe felvételénél leszámolt neutronok jóval a termikus értékek feletti energiával bírnak. Összehasonlítás céljából az alumíniumban végbe-műtött fenti magátalakulásra vonatkozó adatokat megelőző mérésekből a túloldali táblázat mutatja.

	Sugárzás kezdete		Rezonanciahely	
	cm	MeV	cm	MeV
1. P. Savel	2,9	4—4,3		4,6
2. H. Fahlenbrach		4		5,2—6,6 7,8
3. R. S. Waring. W. Y. Chang	2	3,4		
4. E. Pollard etc.	2,1—2,2		2,3—4,8	
5. E. Fünfer	3 —3,6			4,6—4,91
6. A. Meyer	2,6			4,8
7. Szalay S.	2,4		3,17	
8. Saját mérés . . .	2,2	3,6	3	4,5

Fenti mérési eredmények összehasonlításából látható, hogy viszonylag jó egyezésben van mérés a 3. 4. pont alatti szerzők méréseivel, akik Po-ot használtak α -forrásként. A rezonanciahelyet illetően 1. és 5. pont alatti szerzőknél feltüntetett adatokkal viszonylag jó megegyezés konstatalható. A gerjesztési görbe kezdetét illetően a táblázatból kiolvasható aránylag nagy eltérések onnan is adódhatnak, hogy a megelőző méréseknél a szerzők általában ThC'-preparátumot alkalmaztak méréseiknél, melyekben az α -sugarak inhomogenitása mérési pontatlansághoz vezetett (a preparátumban jelenlévő ThC α -sugarai 4,8 cm hatótávolságúak).

A mért magfolyamatból keletkező P^{30} atommag mesterséges radioaktív, és pozitron sugárzással bomlik 2,9 perces felezési idővel. (6. A. Meyer fent idézett pozitron sugárzásra

vonatkozó számlálócsöves mérései szerint.)



Utóbbi magátalakulás Szalay S. (lásd táblázatban 7. pont alatt) idézett méréseiből is ismert. A pozitron sugárzás gerjesztési függvényével összehasonlítva az általam neutronsugárzásra kapott gerjesztési görbét, viszonylag jó egyezés állapítható meg azok kezdetét illetően. A pozitron sugárzás 2,4—2,6 cm α -hatótávolságnál indul. Viszonylag jól megfelel a pozitron sugárzásnál 3,17 cm α -hatótávolságnál talált rezonanciahely is. Minthogy a pozitron-sugárzás abszolút hatásfoka (=magátalakulás miatt kilépő pozitronok száma osztva a bombázó α -részek száma) Szalaynak idézett dolgozatából ismert: $2,3 \times 10^{-7}$ pozitron/ α -rész, utóbbi magfolyamat lehetőséget adott a kamra abszolút hatásfokának meghatározására. Ide vonatkozó mérések szerint a kamra számolási hatásfoka parafinhengerben 0,62 %. Ez azt is jelenti, hogy maximális α -energiáknál teljes 4π térszögben óránként $\sim 1,6 \cdot 10^5$ számú neutron lépett ki az alumínium félgömbből.

Nagy János

Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Debrecen

IRODALOM

1. P. Savel: Comptes Rendus 198, 368, 1934.
2. H. Fahlenbrach: Ztschr. f. Phys. 94, 607, 1935.
3. R. S. Waring, W. Y. Chang.: Proc. Roy. Soc. 157, 625, 1936.
4. E. Pollard etc.: Phys. Rev. 51. 140. 1937.
5. E. Fünfer: Ann. d. Phys. 32. 313. 1933.
6. A. Meyer: Ztschr. f. Phys. 105. 233. 1937.
7. Szalay S.: Ztschr. f. Phys. 112. 29. 1939.

Al (α ,n)P atommagfolyamat neutronjainak energiaeioszlása

Alumínium α részecskékkal való bombázását kísérő neutron-sugárzást első ízben Curie és Joliot¹ észlelte 1932-ben. Azóta ezen atommagfolyamatot számosan vizsgálták és így többen végeztek méréseket a neutronok energiájára vonatkozólag is. Savel² Polonium α sugaraival kiváltott neutronokat vizsgált magasnyomású hidrogénnel töltött ionizációs kamrával. A neutronok energiáját ólom abszorbensek segítségével igyekezett meghatározni és maximális értékül 2 MeV értéket kapott. Ugyanezen évben (1934) Jaeckel³ rádium emanációt használva α forrásul Wilson kamrás méréseket végzett. 0,1 és 5,15 MeV közötti energia tartományban észlelt neutron-sugárzást 0,4—0,5 MeV-nál mutató maximummal, de kevés és a neutron-sugárzás irányához viszonyítva túlnyomó többségben igen nagy szögben kilépő proton pályákból.

Újabb (1948) fotoemulziós módszer segítségével ciklotronból kilépő 7,6 MeV-os α -sugár felhasználásával Peck⁴ vizsgálta a keletkező neutronok energiaeioszlását. Mérési eredményében egy nagyobb 4—6,5 MeV és egy kisebb 2—3,6 MeV-ig terjedő energiájú tartományt észlelt. 2 MeV-nál (40 μ hosszú) kisebb energiájú pályákat nem vette figyelembe, bár mérési eredményének közléséből az látszik, hogy a magfolyamatból keletkező neutronok intenzitásának maximuma kísérleti feltételeinél 2 MeV-nál kisebb energiánál van.

Célom az volt, hogy kimérjem az Al(α ,n)P atommagfolyamatból keletkező neutronok energiaeioszlását fotoemulziós mérőmódszer felhasználásával, gerjesztő energiául Po α forrást használva.

α forrásul a besugárzások kezdetén 12,02 mC intenzitású 3 mm átmérőjű platina-irídium korongra Szalay-féle eljárásal⁵ volatilizált Po

preparátumot használtam. A Po preparátumtól 0,2 mm távolságban volt elhelyezve a preparátummal azonos felületű kb. 0,2 mm vastagságú Al-lemez, melynek felületét a besugárzás kezdetén finom csiszoló papírral fényesre dörzsöltem. A Po és Al lemezt 5 mm falvastagságú sárgaréz köpeny vette körül. A besugárzandó lemezeket az Al-lemez síkjában, annak középpontjától 40, illetve 100 mm távolságban helyeztem el kettesével, fényérzékeny rétegükkel összefordítva, fekete papírba csomagolva. A neutronforrás két széléről a fotolemezre érkező sugárzás 100 mm besugárzási távolságnál 2° -nál kisebb geometriai szöget zárt be. 40 mm-es besugárzási távolságnál maximálisan 5° a fenti szög.

Ilford C2 típusú $100\ \mu$ névvastagságú atommagfizikai lemezeket használtam. Tekintettel arra, hogy az emulziók gyártásuk után több mint két esztendővel kerültek besugárzásra, besugárzás előtt a lemezeket ezen vizsgálatoknál is törlésre tettített vízgőzben tartottam 35°C -on 90 órán keresztül. Az ily módon törölt lemezekon előhívás után csak igen ritkán lehetett találni szennyeződéstől eredő pályát.

A lemezek előhívására M. Wiener és H. Yagoda⁶ által közölt gyenge hidrocchinonos hívót használtam, mert ezen eljárás adta a legfátyolmentesebb lemezeket. Az előhíváshoz szükséges hőfokokat duplafalú, vízköpenyes és fénymentesen záró ládákkal biztosítottam. Ugyanilyen kivitelű láda szolgált a fixálás alatti »ringatás«-ra is.

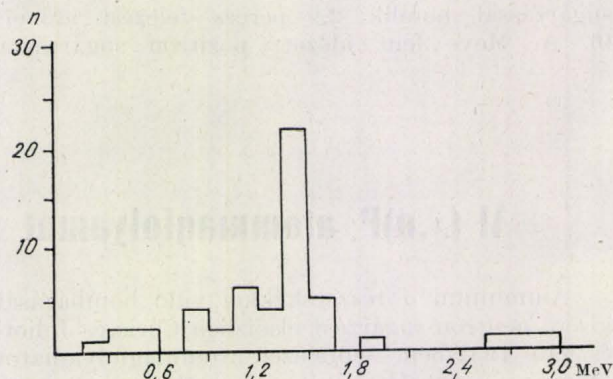
A fotoemulzióban létrejött proton pályák kimérésére Leitz Ortholux II. mikroszkópot használtam 820-szoros össznagyítással. A használt binokuláris tubus egyik szárán az intézet műhelyében készült precíziós mikrogoniométer okulár volt, melynek segítségével a pályák irányszög-koordinátáit $2'$ pontossággal mérhettem. A pályák hosszának a mérése 100-as beosztású skálával ellátott mérőokulárral történt, amelynek kalibrálását 0,01 mm beosztású tárgymikrométer segítségével végeztem. A pályáknak a vízszintestől a tárgylemez síkjára merőleges irányban való eltérését a mikroszkóp $1\ \mu$ beosztású finombeállító csavarjával állapítottam meg. Minden kimért pályánál meggyőződtem arról, hogy a pálya teljes hosszában az emulzióban fut-e. Az emulzió alsó és felső kb. $2\ \mu$ vastagságú rétegében levő pályákat nem vettem tekintetbe.

Az irodalomban atommagfizikai emulziókra hatótávolság-energia értékekül majdnem kizárólag Lattes, Fowler és Cui⁷ által közölt adatokat szokták venni. Mivel az általam használt emulziók már igen régiek voltak és előhívás előtt törlési eljárások is keresztül estek, meg kellett győződni arról, hogy a fenti hatótávolság-energia értékek az általam használt emulziókra érvényesek-e? Thorium C' α sugár pályájának hosszát mértem ki e célból. A lemezek preparálása szokásos módon »áztatási eljárással« történt. A Thorium C' α fotoemulzióban mért hatótávolsága 467 db pályából

kimérve mindössze 2,2 % eltérést mutatott az új, a gyártásuk után kevéssel beáztatott és előhívott lemezekben mért hatótávolsághoz viszonyítva. Mivel e kis eltérés a mérési hibahatárhoz közel van, a hatótávolság-energia viszony Lattes, Fowler és Cui által adott értékeinek módosítása feleslegesnek látszott. Az új lemezekon kapott mérési eredmény a mérési hibahatáron belül jól meg-egyezett az irodalmi adatokkal.

Mivel a neutronok töltéssel nem bírnak, energiájuk csupán az általuk a zselatin hidrogén tartalmából mozgásba hozott protonok nyomaiból állapítható meg. Ha a neutron energiáját E_n , a protonét E_p és az irányuk által bezárt szöget θ jelöli, akkor ütközés után $E_p = E_n \cos^2 \theta$. Neutronok irányának a bombázandó Al lemez középpontját és a létrejött protonpálya kezdőpontját összekötő egyenest véve egy kb. 15° félnyílású kúpszögbe eső protonok pályájának hosszát mértem ki. Az így kapott protonok energiáját vettem az általában, szokásos módon a protont mozgásba hozó neutron energiájának.

Mivel a neutron és proton hatáskeresztmetszet növekvő neutron sebességgel csökken, a kapott mérési eredményt korrigálni kell. További korrekció szükséges azért is, mert adott emulzióvastagságnál a hosszabb proton pályák előfordulási valószínűsége kisebb, mint a kisebb energiájú, rövidebb pályáké. E korrekciókat Richards⁸, továbbá Gibson és Livesey⁹ nyomán eszközöltem, de nem hozott lényeges változást a mérésekből kapott eloszláshoz viszonyítva.



1. ábra

Az 1. számú ábra a mért neutronok számát (n) tünteti fel 0,15 MeV-ként az előbb említett korrekciók alkalmazásával. Mint látható éles maximum adódik kb. 1,4 MeV energiánál (pályahossz $22\ \mu$).

Mérési eredményemből a magfolyamat totális energia értékét kiszámítva,

$$Q = -3,04 \pm 0,1\ \text{MeV}$$

érték adódik, ami a hibahatáron belül jól meg-
egyezik Alburger és Hafner¹⁰ Peck hivatkozott
méréseire támaszkodó $Q = -2,93 \pm 0,17$ MeV
értékkel P^{30} alapállapotára vonatkozólag.

Ezúton is hálás köszönetet mondok Szalay
Sándor egyetemi tanárnak munkámat lényegesen
segítő állandó érdeklődéséért és értékes tanácsaiért.
Külön köszönetemet fejezem ki a Po-preparátum
elkészítéséért.

Medveczky László

Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet Debrecen.

IRODALOM

1. I. Curie és F. Joliot Compt. Rend. 194, 876 (1932).
2. P. Savel, Compt. Rend. 198, 368 (1934).
3. R. Jaechel, Z. f. Phys. 91, 49 (1934).
4. R. A. Peck, Phys. Rev. 73, 947 (1948).
5. A. Szalay, Z. f. Phys. 112, 29 (1939).
6. M. Wiener és H. Yagoda, Rev. Sci. Inst. 21, 39 (1950).
7. C. M. G. Lattes, P. H. Fowler és P. Cser, Proc. Phys. Soc. 59, 883 (1947).
8. H. T. Richards, Phys. Rev. 59, 796 (1941).
9. W. M. Gibson és D. L. Livesey, Proc. Phys. Soc. 60, 523 (1948).
10. D. E. Alburger és E. M. Hafner, Revs. Modern Phys. 22, 373 (1950).

Kozmikus sugárzás mérése bányában

Bányákban és tengerben végzett mérésekből
ismeretes, hogy a kozmikus sugárzás igen nagy
mélységekig tud lehatolni. Ilyen méréseket
egészen 3000 m vízekvivalens mélységig végeztek.
A kozmikus sugárzás ennyire áthatoló komponensé-
nek természete azonban egészen a legújabb időkig
tisztázatlan volt.

A kutatók legnagyobb részének az volt a fel-
fogása, hogy ezen áthatoló sugárzás mezonokból
áll. A nagy áthatolóképeség pedig a mezonok
rendkívül nagy energiájával magyarázható.

Ezzel szemben más szerzők azt tételezték fel,
hogy a nagy mélységbe lehatoló részek nem
ionizálók és csak ezek szekunderjeit észleljük a
bányában.

Annak megállapítására, hogy a két felfogás
közül melyik a helyes, a bányában észlelhető

először a részecskék ionizálóképességét, majd
ólmomban való abszorpciójukat mértük meg. A
mérést Tatabányán, egy 650 m vízekvivalens
mélységű szénbányában végeztük el.

A mérőberendezés egy a bánya speciális
követelményeinek megfelelően megépített, kettes,
hármass és négyes koincidenziák automatikus és
egyidejű mérésére alkalmas készülék volt. A GM-
csövek elrendezését az 1. sz. ábra szemlélteti.

A részecskék ionizálóképességének meghatáro-
zására azonos látóterű, különböző multiplicitású
koincidenziák számának összehasonlítása látszott
legalkalmasabbnak.

Először a kettes és hármass koincidenziák
összehasonlításával kezdtük méréseinket. Kiderült
azonban, hogy a kettes koincidenziák jelentős
részét a környezet gamma-aktivitása okozza és
így a kettes és hármass koincidenziák összehason-
lítása nem nyújt felvilágosítást a kozmikus
részecskék ionizálóképességére vonatkozóan. Fel-
tételezhető, hogy ezen effektus közrejátszott azon
szerzőknél, akik a hármass koincidenziáknál lénye-
gesen több kettes koincidenziát találtak a bányá-
ban, és ebből egy nem ionizáló vagy gyengén
ionizáló sugárzás létrehozását próbálták következtetni.

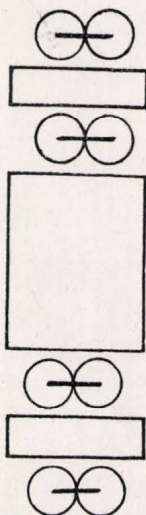
Méréseinket a hármass és négyes koincidenziák
számának összehasonlításával folytattuk. A mérés-
ek eredményét az I. táblázat mutatja.

I. táblázat

	koinc. száma	órák száma	koinc./óra
Hármass koincidenziák			
(III)	1921	4145	$0,463 \pm 0,011$
Négyes koincidenziák (IV)	535	1096	$0,488 \pm 0,021$
(III) — (IV)			$-0,025 \pm 0,024$

Látható, hogy a hármass és négyes koincidenziák
különbsége a hibahatáron belül zérus. Ezzel be-
bizonyosodott az a feltevés, hogy a bányában
észlelhető kozmikus sugárzás főleg ionizáló részek-
ből áll.

A második feladat a részecskék áthatoló-
képeségének vizsgálata volt. A hármass koinci-



1. ábra

részecskék ionizálóképességének és áthatoló-
képeségének vizsgálata látszott célravezetőnek.
Mérésünk ennek megfelelően két részre tagozódott :

denciaberendezés GM-csővei közé 80 cm ólom-abszorbenst helyezve, megmértük az intenzitás változását. A mérés eredményeit a II. táblázat mutatja.

II. táblázat

abszorbens vastagsága	intenzitás	koinc/óra
5 cm Pb	I	$0,463 \pm 0,011$
85 cm Pb	I'	$0,480 \pm 0,021$
	ΔI	$0,017 \pm 0,024$
	$\frac{\Delta I}{I}$	$0,037 \pm 0,052$

A táblázatból látható, hogy az intenzitás 80 cm ólom közbeiktatása után a hibahatárokon belül nem változott. Ez az ionizáló részecskék rendkívül nagy áthatolókéességére vall és valószínűvé teszi azt a feltevést, hogy a bányában észlelhető kozmikus sugárzás legnagyobb részt mezonokból áll.

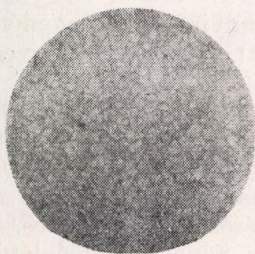
Egy további probléma, amelyre mérésünk csak közvetve tud feleletet adni, annak a kérdése, hogy ezek a mezonok a bányaszelvény felett levő egész földrétegen keresztülhatoltak-e, vagy lokálisan keletkeztek. Kiszámítható, hogy azon mezonok, amelyek az egész földrétegen áthatoltak, méréseink eredményeivel összeegyeztethető mértékben abszorbeálódnának el 80 cm ólomban.

Ezek alapján megállapíthatjuk, hogy a bányában észlelhető kozmikus sugárzás a tengerszint magasságban észlelhető kozmikus sugárzáshoz hasonlóan legnagyobb részt mezonokból áll, és feltehető, hogy ezek a mezonok az atmoszférában keletkeztek és az egész földrétegen áthatolva jutottak le a bányába.

Fenyves Ervin és Haiman Ottó
Központi Fizikai Kutató Intézet

Rekrisztallizációs vizsgálatok NaCl pasztillákon

Nagy nyomáson készített pasztillák esetében a kristályosodás körülményei mások, mint oldat és gőz esetében. Oldatban a növekedésben levő egy-kristályt szabadon mozgó ionok, a gőzben szabadon mozgó ionpárok, esetleg egyesült ionpárok veszik körül. Pasztilla esetében viszont krisztallitok tömött halmazából indulunk ki, amelyekben az ionsűrűség kb. akkora, mint egy kristály belsejében. — A kristályosodási folyamatokban általában fontos szerepet játszik az ionok felületi vándorlása. Ez a körülmény lényeges szerepet játszhat éppen pasztillák esetében, amelyeknél a kiindulási anyag kicsiny, kb. 0,5–20 mikron nagyságú kristálykákból áll, amelyekben valószínűleg belső repedések is vannak az elporítás következtében. Pasztillák esetében tehát a felületi ionok száma különösen nagy az egész tömeghez képest. — Oldatból és gőzből való kristályosodás esetén bizonyos szabályok észlelhetők, amelyek értelmezésénél jól bevált a Kossel-féle elgondolás. A pasztillákban

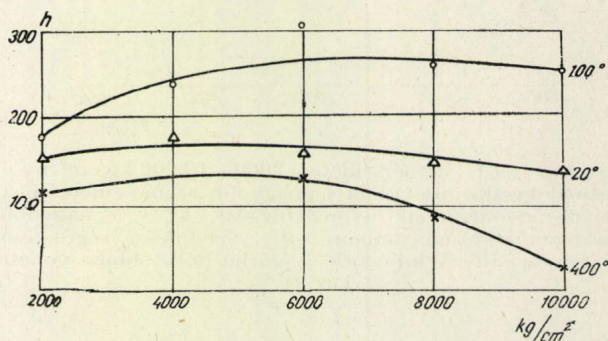


1. ábra. 100° C hőmérsékleten 6.000 kg/cm² nyomással készült pasztilla maratósi képe. Mikrofelvétel, 14-szeres nagyítás

lejátszódó folyamatokra a Kossel-féle szemlélet alkalmazása egyelőre nem egyszerű, valószínű azonban, hogy az általános elvek itt is érvényesülnek.

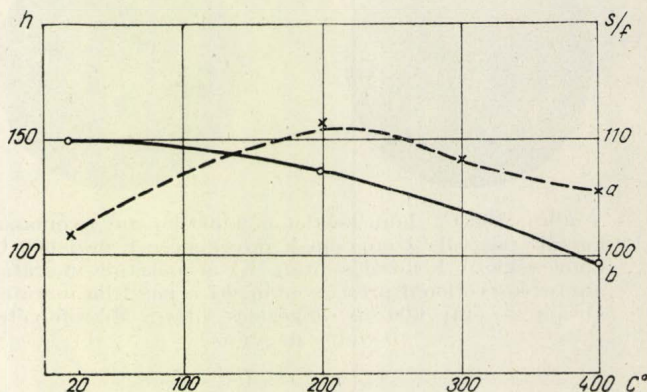
1. Kísérleteinkben feltűnő volt a rekrisztallizáció jelenségének gyors lefolyása. Szobahőmérsékleten pl. másodpercek alatt a rekrisztallizációs folyamat gyakorlatilag befejeződött, miközben 0,1–0,5 milliméter méretű kristályok nőttek. Összehasonlítva az említett kristályméreteket a kiindulási anyag 0,5–20 mikron nagyságú szemcséivel, lineáris méretben 10–100-szoros növekedésről van szó, ami köbös méretben számítva 10³–10⁶-szoros anyagátrendeződést jelent. A régi krisztallitoknak tehát csak minden ezredik vagy milliomodik kristálya szerepel, mint mag és ezek nőnek meg környezetüket felemészítve. Ha ezek a kristályok egymás határához érnek, a növekedés gyakorlatilag megáll. Lehetségesnek tartjuk, hogy az eredeti kristálykák mellett teljesen új magok is képződnek, amelyek azután az említett módon

környezetüket felemészítve felnőnek. Ilyen új magok képződésére vonatkozólag jelenleg még közvetlen tapasztalataink nincsenek. Az 1. ábra a 100 °C hőmérsékleten készült pasztillában kialakult kristályokat mutatja be. A pasztillát éles késsel egyetlen ütéssel elrepszettük, a repedési felületet kicsiszoltuk, majd 94%-os alkoholban marattuk. A kristályhatárok ilyen kezelés hatására szépen és élesen előtűnnek.



2. ábra. Különböző nyomással és különféle hőmérsékleten készült pasztillák legnagyobb szemcseméretének nyomásfüggése. h = legnagyobb szemcseméret mikronban

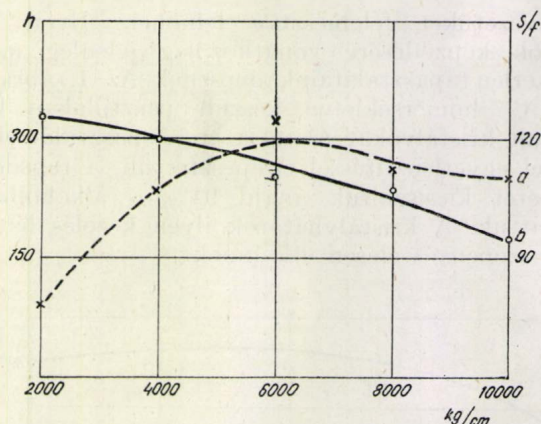
A rekrisztallizációs folyamat gyors lejátszódásának magyarázatát talán abban kell keresnünk, hogy pasztillák esetében az ionok már kellő tömörségben egymás mellett állanak és csupán



3. ábra. 3000 kg/cm² nyomással 20–400 °C hőmérsékleten készült pasztillák legnagyobb szemcseméretének és szemcseszámának hőmérsékletfüggése. h = legnagyobb szemcseméret mikronban, s/f = felületegységre eső szemcseszám. (A kihúzott b görbe ez utóbbira vonatkozik)

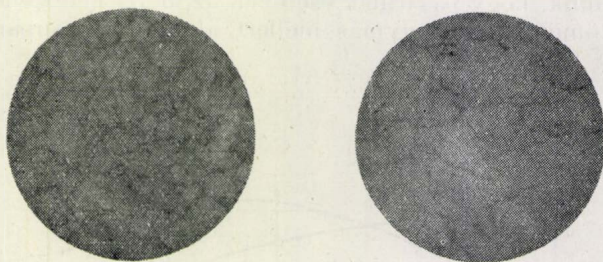
egy-egy ion távolságra kell minden ionnak elmozdulnia, hogy a kristályrácsnak megfelelő rend helyreálljon. Éppen a kis elmozdulások miatt játszódik le gyorsan a folyamat.

2. A különböző nyomással és különböző hőmérsékleten készített pasztillák *legnagyobb szemcse-méretei* függést mutatnak a hőmérséklettől és a nyomástól (2. ábra). Bár az ilyen megfigyelések sok esetlegességet tartalmaznak, bizonyos törvényszerűségek mégis fellelhetők.



4. ábra. 100 °C hőmérsékleten 2000—10.000 kg/cm² nyomással készült pasztillák legnagyobb szemcseméretének és szemcseszámának nyomásfüggése. h = legnagyobb szemcseméret mikronban, s/f = felületegységre eső szemcseszám. (A kihúzott b görbe ez utóbbira vonatkozik)

A 3. ábra 3000 kg/cm² nyomással készített pasztillák legnagyobb szemcseméreteit mutatja, mint a nyomási-hőmérséklet függvényét. A legnagyobb szemcseméret a hőmérséklettel kezdetben nő, kb. 200 °C-nál maximumot ér el, majd a hőmérséklet további emelésével csökken. — A b)



5. ábra. 100 °C hőmérsékleten 6.000 kg/cm² nyomással készült pasztilla szemcséinek növekedése 6 órai 600 °C hőmérsékletű hőkezelés után. a) a pasztilla maratási ábrája közvetlenül préselés után, b) a pasztilla maratási ábrája 6 órai 600°-os hőkezelés után. Mikrofelvétel, 40-szeres nagyítás

görbe pedig a szemcseszámot mutatja, mint a hőmérséklet függvényét. 20 °C hőmérsékleten a szemcseszám nagyobb, emelkedő hőmérséklettel csökken, ami az *átlagos* szemcseméret növekedésére mutat.

A 4. ábra ugyanazon hőmérsékleten, de különböző (2000—10.000 kg/cm²) nyomással préselt pasztillák adatait szemlélteti. A szemcseméretnek kb. 6000 kg/cm²-nél van a maximuma, míg a szemcseszám a kis nyomástól kezdve fokozatosan csökken.

Ezek az eredmények bizonyos hasonlóságot mutatnak a fémeken végzett deformációs megfigyelésekhez. (1) Kevésbé deformált fémrészek nagy méretekre képesek növekedni. Nagy deformációk sok új kristálymagot eredményeznek (2). Ennek megfelelően a mi kísérleteinkben is a maximális szemcseméret és szemcseszám mind a nyomástól, mind a hőmérséklettől függést mutat. Deformált fémek krisztallitjai hosszabb-rövidebb hőkezelés után megnőnek. Hasonlóképpen pasztilláink egyes szemcséi préselés után 6 órai 600 °C hőkezelés hatására jelentősen megnőnek (5. a, b ábrák).

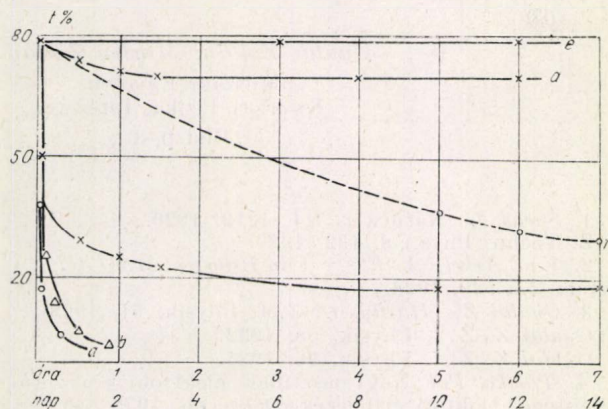
3. *Optikai megfigyelések. Utóhatások.* A pasztillák a nyomás alól kiszabadítva ú. n. pihenési, vagy kilágyulási effektuson (Erholung, relaxation) mennek át. Ez a jelenség általában fémeknél is ismeretes. NaCl pasztilláknál azonban feltűnő jelenségek lépnek fel. Kellő nyomás mellett (10.000 kg/cm²) már szobahőmérsékleten, 100—200 °C hőmérsékleten alacsonyabb nyomás mellett is, teljesen átlátszó, víztiszta pasztillák keletkeznek. Ez azért feltűnő, mert a kiindulási anyag — finom por — fehérszínű és mégis a különböző pasztillák többé-kevésbé opálosan áttetszőek. A víztiszta pasztillák azonban bizonyos idő múlva fokozatosan elhomályosulnak.

A kis nyomáson készített pasztilla fehér a sok felületi fényreflexió miatt. Nagyobb nyomáson a krisztallitek annyira összenyomódnak, hogy a szemcsék között nem marad levegő. A nyomás megszűntével a krisztallitekben olyan anyagátrendeződés lép fel, amely újra reflektáló felületeket hoz létre. Nyilván egyes krisztallitek valamelyes átrendeződést szenvednek és egymástól a felületek elválnak. Ez a folyamat a pasztillán áthaladó fény mérésével követhető, amint ezt a 6. ábra szemlélteti. Szobahőmérsékleten préselt pasztillákon a folyamat szobahőmérsékleten 7 órán át volt követhető (c . görbe).

A pasztillában maradt feszülések megszűnése, mivel ez átkristályosodással jár, a hőmérséklet függvénye. Magasabb hőmérsékleten ez a folyamat gyorsabban folyik le (ld. az a . és b . görbékét), viszont ha egy pasztillát 100—200 °C hőfokon készítünk, az átrendeződés szobahőmérsékleten sokkal lassabban megy végbe (ld. az e . , illetve f . görbékét). Tehát a krisztallitek stabilitása a préselési hőmérsékleten alakul ki és az átrendeződés a préselési hőmérséklettől felfelé gyorsabban, lefelé lassabban folyik le, mint a préselési hőmérsékleten. A nyomás megszűnésével azonban már a préselési hőmérsékleten megindul a kipihenési folyamat (ld. c . görbét). Ez a kipihenési folyamat olyan anyagátrendeződéssel jár, amely még mikroszkóppal megfigyelhető szemcseméretváltozást nem hoz létre. Ezzel ellentétben 400 °C-on 60 percig való hőkezelésnél már megfigyelhető szemcseméretnövekedés lép fel.

A pasztillák áttetszősége 6000—10.000 kg/cm² nyomás között arányos a nyomással. Az összefüggést a kezdeti áttetszőséggel mérve a 7. ábra mutatja.

4. *Elektromos vezetőképesség.* Már régen kereste egyikünk, hogy a pasztillákban, vagy túlterhelt egy-kristályban visszamaradó feszülések megszűnése az elektromos vezetőképességben miképp észlelhető (3). Ez különösen fontos volt azután, miután a hirtelen nyomások hatására áramugrásokat észleltek. Most sikerült először párhuzamosan az átlátszóság csökkenésének mérésével a kipihenés folyamatát vezetőképességméréssel nyomon követni. A méréseket nehézre teszi az a

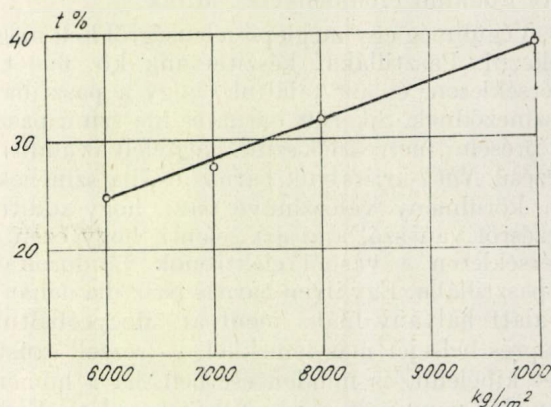


6. ábra. 10.000 kg/cm² nyomással 20 és 100 C° hőmérsékleten készült pasztillák elhomályosulásának időfüggvénye. A kihúzott görbékre az óra, a szaggatott vonalú f görbére a nap abszcissza vonatkozik. $t\%$ = fényáteresztőképesség a teljes (pasztilla nélkül mért) fény százaléklékával kifejezve

- a. préselési hőmérséklet : 20 C°, mérési hőmérséklet : 100 C°.
- b. préselési hőmérséklet : 100 C°, mérési hőmérséklet : 400 C°.
- c. préselési hőmérséklet : 20 C°, mérési hőmérséklet : 20 C°.
- d. préselési hőmérséklet : 100 C°, mérési hőmérséklet : 100 C°.
- e. préselési hőmérséklet : 100 C°, mérési hőmérséklet : 20 C°.
- f. préselési hőmérséklet : 100 C°, mérési hőmérséklet : 20 C°.

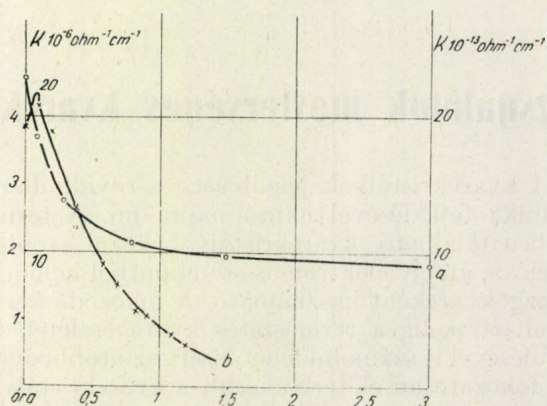
körülmény, hogy a pasztilla rövid ideig szabad levegővel érintkezve abból vízgőzt vesz fel, ami zavarólag hat (4). Ennek kiküszöbölése céljából a pasztilla kezelést szárított levegőn ill. vákuumban végeztük. A már előre szárított mérődobozban való elhelyezés is oly módon történt, hogy a vízgőz felvételére igen rövid ideig volt lehetőség. Ilyen előzetes óvintézkedések után sikerült megállapítani, hogy a pasztillának közvetlenül a préselés után a vezetőképessége ugyanazon hőmérsékleten gyorsan csökken és csak hosszabb idő múlva ér el egy közelítő állandó értéket (8. ábra a. görbe). Ha a pasztillát gyorsan állandó magas hőmérsékletre hozzuk, akkor a hőmérséklet felvétele után a vezetőképesség gyors esést mutat (8. ábra b. görbe). A 8. a. görbe tünteti fel, 10.000 kg/cm² nyomásra, 20 C° préselési és 20 C° mérési hőmérsékletnél az eredményt. A vezetőképesség láthatólag exponenciálisan esik kb. 3 óra alatt a kezdeti $23,10^{-13}$ ohm⁻¹ cm⁻¹-ről $9,10^{-13}$ értékre. Kvalitatíve ez megfelel az átlátszóság időbeli csökke-

nésének. A 8. b. görbe 100 C°-on préselt pasztilla vezetőképességének csökkenését tünteti fel 400 C° mérési hőmérsékleten. Ennél a mérésnél vízgőz



7. ábra. A pasztillák kezdeti átlátszóságának nyomásfüggése

lecsapódása teljesen ki volt zárva, mert minden műveletet 100 C°-on és afelett végeztünk. A görbe kezdeti szaggatott része jelzi, hogy a pasztillának időre van szüksége, amíg felveszi a mérési hőmérsékletet. A kicsiny nyomáson készített pasztillák hamarabb érik el a konstans vezetőképességet.



8. ábra. Az elektromos vezetőképesség csökkenésének időfüggése :

- a. a préselési hőmérséklet : 20 C°, mérési hőmérséklet : 20 C°.
- b. préselési hőmérséklet : 100 C°, mérési hőmérséklet : 400 C°.

Az a. görbére a 10^{-13} nagyságrendű ordináta vonatkozik

A mérések tehát igazolják, hogy a szemmel látható változások — elhomályosodás — az elektromos vezetőképességben is jelentkeznek. A régi felfogás szerint ez egyszerűen volt magyarázható, mert a pasztillában sok laza ion van jelen és ez a vezetésben is jelentkezik : amint az ionok stabil módon beépülnek a rácsba, a vezetőképesség is csökken. A félvezetők újabb elmélete más képet vesz alapul, de nem kétséges, hogy ezek a megfigyelések fontos adatokat szolgáltatnak éppen a

mechanikai feszülések megszűnésének értelmezéséhez. A vezetőképesség hőmérsékleti függésére vonatkozólag végzett mérések egyébként a jól ismert irodalmi eredményeket adták.

5. Végül még egy meglepő jelenségről kell megemlékezni. Pasztillákat készítettünk kb. 600 °C hőmérsékleten, és azt találtuk, hogy a pasztillák megszíneződnek. Sikertült barna és lila színű pasztillát préselni, melyeknek színe megfelelt az additív színezésű *NaCl*-kristályok barnás és lila színének. Ez a körülmény valószínűvé teszi, hogy additív színezésről van szó, ami azt jelenti, hogy ezen a hőmérsékleten a vasból elektronok vándoroltak be a pasztillába. Egy ilyen barnás pasztilla néhány nap alatt halvány lilába ment át. Megpróbáltuk a vasprés belsejét más fémekkel, — rézzel, ezüsttel — kibélelni, és minden esetben, ha a hőmérséklet elég nagy volt, a pasztilla színes lett. Ezek a kísérletek is azt mutatják, hogy az additív színezéshez hasonló folyamatról van szó.

Összefoglalás.

1. *NaCl*-pasztillák krisztallitjeinek nagyságát és számát vizsgáltuk különböző nyomásokon és különböző nyomási hőmérsékleteken.

2. Fellépnek teljesen víztiszta pasztillák.
3. A víztiszta pasztillák idővel elhomályosulnak. Ez belső átrendeződés (Erholung) következménye.
4. A pasztillák nyomás utáni átrendeződése (Erholung) az elektromos vezetőképesség átmeneti változásával jár.
5. Kb. 600 °C felett a pasztillák additív színeződést (kékeslila és barnás) mutatnak.

Budapest, 1952 május 9.

Gyulai Zoltán, Morlin Zoltán

Műszaki Egyetem
Kísérleti Fizikai Intézete,
Budapest

1. Sachs, G. Naturwiss. 14, 1219, 1926.
Z. Techn. Phys., 8, 132, 1927.
2. Van Arkel, A. E. — Van Bruggen, M. G. G. Z. f. Physik, 51, 520, 1928.
3. Gyulai Z. — Hartly, D. Z. f. Physik, 51, 1928.
Gyulai Z. Z. f. Physik, 58, 1932.
Gyulai Z. Z. f. Physik, 96, 1935.
4. Tomka Pál *NaCl*-pasztillák elektromos vezetőképessége. Doktori értekezés. Debrecen, 1938.

Vizsgálatok mesterséges kvarckristályok előállításával kapcsolatban

A kvarckristályok jelentősége a rövidhullámú technika fejlődésével napról-napra nő. A természetben található kvarckristályok közül azonban kevés az, amely elektromos szempontból homogén és rezgőkvarcként használható. A fokozódó kereslet miatt pedig a természetes kvarckészletek kimerülésével is számolni lehet, ezért az utóbbi években fokozatosan előtérbe került a kvarckristályok mesterséges termesztésének szükségessége.

A beszámoló azokról a vizsgálatokról szól, amelyeket a Távközlési Kutatási Intézet megbízásából Gyulai Zoltán vezetésével a Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Intézetében Tarján Imre, Zimonyi Gyula és Újhelyi Sándor mint főmunkatársak végeztek 1950 elejétől 1951 végéig.

A beszámolóban általános tájékoztatást nyújtunk csupán, amelyben saját vizsgálatainkkal kapcsolatban konkrét adatokat nem sorolunk fel.

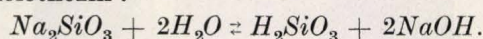
Geológusok tapasztalatai szerint a nagy kvarckristályok a természetben valószínűleg magas hőmérsékleten nagy nyomáson lévő vizes oldatokból nőnek. A kvarckristályok növesztésére vonatkozó kísérletekben is csaknem kivétel nélkül hasonló körülményeket próbáltak előállítani. Az ilyen növesztési eljárásokat *hidrotermális* eljárásnak nevezik. Kvarckristályok növesztésével kapcsolatban az eljárásnak kétféle módozatát alkalmazták.

1. *Izotermális módszer.* Munkánk elindulásakor Nacken, Thomas és Wooster kísérletei állottak clóttunk, akik az ú. n. izotermális módszerrel dolgoztak (1). Ennek *alapgondolata* a következő: *Na₂SiO₃*-oldat a tapasztalat szerint 200—400 °C-on, többszáz atmoszféra nyomáson a kvarcüveget nagyobb mértékben támadja meg, mint a kristályos kvarcot. A fenti szerzők tapasztalatai szerint egy bizonyos hőmérsékleten oldatba ment kvarcüveg ugyanazon a hőmérsékleten — éppen ezért nevezik a módszert izotermálisnak — kristályos kvarcot képes kialakítani. Ha az oldatba kvarcüvegen kívül kvarckristály-metszetet (magkristályt) is helyezünk, az oldatba ment kvarcüveg a kvarckristályra rakódhat és így tovább épül a kristálystruktúra. A *kvarcüveg és a kristályos kvarc oldékonysága közötti különbség* tehát felhasználható *kvarckristály növesztésére*.

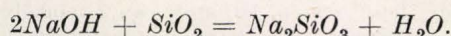
A kísérleteket jól záró acél-autoklávokban végeztük, amelyeket elektromos kemencékben hevítettünk. Az autokláv belsejében uralkodó nyomást az oldat telített gőzének nyomása határozza meg. A nyomás azonban ennek sokszorosa is lehet, ha az autoklávba nagymennyiségű oldatot viszünk, amely elég magas hőmérsékleten az egész térfogatot betölti. A tápanyagul használt kvarcüveget és a magkristályt egymás fölé ezüst-, illetőleg vasdrótra függesztettük.

Célul tűztük ki, hogy megállapítsuk az optimális körülményeket, amelyek között a növekedés lejártszódik. Erre vonatkozólag ugyanis az általunk ismert irodalomból csupán néhány hiányos adat állott rendelkezésre. Számos tényező szisztematikus változtatására gondoltunk, olyan tényezők változtatására, amelyek más kristályoknak oldatból való növesztésénél szerzett tapasztalatok alapján a növekedést befolyásolhatják; ilyenek: hőmérséklet, oldat összetétele és koncentrációja, nyomás, amely az oldat mennyiségétől függ, magkristály minősége (metszési mód és felületének minősége) és elhelyezése, tápanyag mennyisége, minősége és elhelyezése, oldatban lévő és felületi szennyeződések.

Kb. 30 kísérletet végeztünk az említett kísérleti feltételek változtatása mellett. A növekedés szempontjából az ipari vízüveget és KHF_2 -t tartalmazó oldat kedvezőnek bizonyult. Más lúgos oldatokban is kaphatunk növekedéseket, csupán a kedvező koncentrációkat kell kikeresni. A fentemlített oldatban a vízüveg játszik lényeges szerepet, amennyiben, mint ismeretes, a nátrium-szilikát már szobahőmérsékleten a vízzel egyensúlyhoz vezető reakcióba lép és kovásv és nátronlúg keletkezik:



A növekedésben a kovásvrészecskének tulajdonítunk jelentőséget, amelyek elképzelésünk szerint a kristály felületén vizüket leadják és a szabaddá vált SiO_2 molekula a kristályrácsba beépül. A $NaOH$ szerepét pedig abban látjuk, hogy ez magas hőmérsékleten megtámadja a kvarc-üveget (nagyobb mértékben, mint a kristályos kvarcot), ami Na_2SiO_3 képződéséhez vezet és így az oldat Na_2SiO_3 tartalma a kvarc-üvegből pótlódik:



Végeredményben tehát SiO_2 vándorol a kvarc-üvegből a kristály felületére. A KHF_2 szerepére vonatkozólag csak annyit tudunk mondani, hogy Woosterék tapasztalata szerint ez úgynevezett kristályosító anyag, amelyet a szerzők számos »tapogatódzó« kísérlet alapján választottak ki, és amely véleményünk szerint a kristály felületén a kémiai kötést megbontja és így a beépülést megkönnyíti.

A fenti oldat esetén a növekedések nagysága 1–2 nap alatt átlagosan $15\text{--}20\text{ mg/cm}^2$, amelyek reprodukálhatóknak látszanak. 1–2 napnál hosszabb időtartamú növesztések céltalanok, mert ezen idő alatt a tápanyagul használt kvarc-üveg is átkristályosodik (kvarc- és krisztobalit-kristályok halmazává alakul át) és így megszűnik az oldékonyságbeli különbség a tápanyag és a magkristály között; a növekedési folyamat tehát leáll. Nagyobb növekedést tehát csak több lépésben lehet elérni. Az említett növekedéseket a víz kritikus hőmérséklete fölötti tartományban értük el néhány száz atmoszféra nyomás mellett.

A tapasztalat szerint a kristálymetszetek jobban nőttek, mint a magként használt apró egykristályok, pl. máramarosi gyémánt. Ezek a tapasztalati tények igazolják más kristályok növesztésénél szerzett észleléseket, amelyek szerint a kifejlett kristálylapok, a teljes egykristály mindig lassabban nő, mint a metszet. Növesztéskor a kristály hajlandóságot mutat a sérült felületek, a sebek begyógyulására.

A tápanyagul használt kvarc-üvegnek nagymennyiségben való alkalmazása (a felfüggesztett kvarc-üvegen kívül az autokláv fenekén összetört állapotban) gyorsabb növekedést eredményez, azonban ugyanakkor erős magképződés indul meg az autokláv belső falán, a felfüggesztő dróton és így az eredeti mag növekedése számára nem teremtnék kedvezőbb helyzetet.

Mielőtt még lezártuk volna a vizsgálatokat a növekedés optimális viszonyaira vonatkozólag, egyre inkább az a meggyőződés alakult ki bennünk a tapasztalatok alapján, hogy az izotermális eljárásnál kedvezőbb feltételeket biztosíthatunk a növekedés számára, ha hőmérsékletesést létesítünk az autokláv hossza mentén, és pedig úgy, hogy az alsó részt magasabb hőmérsékleten tartjuk, mint a felsőt, a tápanyagot az alsó, a magkristályt pedig a felső részbe helyezve. Ilyen eseteket kísérleteink közben többször állítottunk elő és ezekben kaptuk a legnagyobb növekedéseket. Újabb egyszerű gondolat lépett tehát előtérbe, amelynek helyességét Walker és Beuhler időközben megjelent dolgozata is igazolta (2).

2. *Hőmérsékleteséssel alapuló eljárás.* Ismeretes, hogy sok anyag oldékonysága a hőmérséklet emelkedésével nő (endoterm oldáshőjű anyagok). Ha tehát bizonyos hőmérsékleten telített oldatot hozunk létre, majd ezt lassan hűtjük, az oldat túltelítetté válik és a behelyezett magokon kristályos anyag válhat ki. Az oldékonyságnak a hőmérséklettől való függése felhasználható kristály-növesztésre. Az alapgondolat a kvarcnövesztés esetében tehát a következő: a tápanyagot az autokláv alsó, melegebb részébe helyezzük. Az itt keletkező oldat az autokláv felső hidegebb része felé áramlik, ahol lehül, és várható, hogy az itt elhelyezett magra kristályos kvarc válik ki. A kvarc-üveg átkristályosodása állandó hőmérsékletes és fenntartása esetén a folyamatot nem állítja le, sőt kristályos kvarcdarabkákat is használhatunk tápanyagul. A kvarc vándorlása a tápanyagból a kristályra mindaddig tart, amíg el nem fogy a tápanyag. Így több hét alatt nagy kristályok növekedése várható.

Walker és Beuhler tápanyagul különböző nagyságú kvarckristálydarabkákat használtak, oldatuk Na_2CO_3 -oldat volt, amelyhez kis mennyiségben $NaOH$ -t is tettek. Az üzemi hőmérséklet a víz kritikus hőmérsékletének közelében, illetőleg e fölött volt. A hőmérsékletkülönbség a $30\text{--}40\text{ cm}$ hosszú autoklávok alsó és felső része között $10\text{--}50\text{ }^\circ\text{C}$ volt. A töltet szobahőmérsékleten az autokláv ürtartalmának kb. 78 %-át töltötte ki,

ami a jelzett hőmérsékleten 1000–1500 atmoszféra nyomást eredményezett.

A növekedést befolyásoló tényezők ennél az eljárásnál is ugyanazok, mint amiket az izotermális eljárásnál felsoroltunk, sőt a fentiekhez hozzájön még a kedvező hőmérsékletesítés kikísérletezésének szükségessége is. A felsorolt tényezők gondos vizsgálata továbbra is lényegesnek mutatkozott, mert Walker és Beuhler dolgozatából sem derült ki, hogy az egyes tényezők szerepére vonatkozólag rendszeres vizsgálatokat végeztek volna. Nem foglalkoznak a szerzők az autokláv belsejében végbemenő kémiai folyamatokkal sem. Walker és Beuhler dolgozatából, valamint a kvarcnövesztésre vonatkozó többi dolgozatból (3) is az látszik, hogy bár sikerült egyes esetekben hibátlan 100–200 g-os példányokat növesztetni, a növesztés reprodukálhatóságával kapcsolatban még sok probléma megoldatlan és ipari termelésre még nem tértek rá.

A hőmérsékletesésen alapuló módszerrel végzett vizsgálati eredményeinket a következőkben foglaljuk össze.

Mínthogy célunk a növekedés optimális körülményeinek tisztázása volt, nem pedig a nagyság fokozása, takarékosági és kezelhetőségi szempontból kisméretű autoklávokkal dolgoztunk. Autoklávjaink olcsóbbak és könnyebben kezelhetők a Walker és Beuhler által használt autoklávoknál, amelyeknél hegesztett csőbélést használtak, amelyet minden növesztés után cseréltek. — Tört kvarckristályok helyett könnyen hozzáférhető hazai nyersanyagokat is használtunk tápanyagként és utóbbiak is kifogástalan minőségű növekményt szolgáltatottak. — A magokat (méretük $1 \cdot 1 \cdot 0,3 \text{ cm}^3$ vagy ennél kevésbé kisebb, illetőleg nagyobb) a tápanyag fölött helyeztük el különböző magasságokban ezüst-, illetőleg vasdrótra kötözve. A tápanyagot és a magkristályokat krómkénsavban, királyvízben, lúgban tisztítottuk. Az autokláv belső felületét kémiai ellenálló réteggel vontuk be, amely a lúgos oldatokkal szemben az üzemi hőmérsékleten is ellenállónak bizonyult. Így sikerült kiküszöbölni azokat a zöldes, illetőleg barnás szennyeződéseket, amelyek valószínűleg különböző vasszilikátok miatt jöttek létre. — Növesztésre különböző lúgos oldatokat használtunk, amelyeknek legkedvezőbb összetételét több kísérletsorozatban állapítottuk meg. Mindegyik oldatkombinációban most is valószínűleg a keletkezett kovásvrészecskének van a növekedés szempontjából lényeges szerepük. Ezt látszik igazolni az a kísérletünk is, amelyben csupán kovásv jelenlétében is kaptunk növekedést. A növekedés valószínűleg bonyolult kémiai folyamatok közben megy végbe, az említett kísérlet azonban egy lépés e folyamatok tisztázása felé. — Elegendő sok tápanyagot helyezve az autoklávba, a növesztést az autokláv felbontása nélkül mindaddig folytathatjuk, míg a kristály be nem tölti az autokláv keresztmetszetét. Magasabb hőmérséklet és nagyobb hőmérsékletkülön-

ség növeli a növekedés sebességét, de növeli a zárványosodásra való hajlamot is. Nagyobb töltetmennyiség, azaz nagyobb nyomás kedvezőnek látszik a növekedésre, míg kis töltetmennyiségnél növekedés helyett oldódás tapasztalható.

Különböző magkristályokkal dolgoztunk: Z-tengelyre merőleges, Z-tengellyel párhuzamos, romboéderlapokkal párhuzamos metszetekkel, továbbá olyan magkristályokkal is, amelyeknél már elinduláskor kifejlett kristálylapok voltak. Bármilyen metszetből indulunk ki, azok a növekedés közben fokozatosan megközelítik az egykristály jellegzetes alakját. A növekedés a Z-tengely irányában a legnagyobb. Ha a csúcs befejeződik, a növekedés sebessége lecsökken és úgyszintén kisebb a növekedés sebessége kifejlett lapokkal rendelkező magkristályok esetén is. A növekedési sebességnek a zárványosodás szab határt; ha a Z-tengely irányában történő növekedés kb.



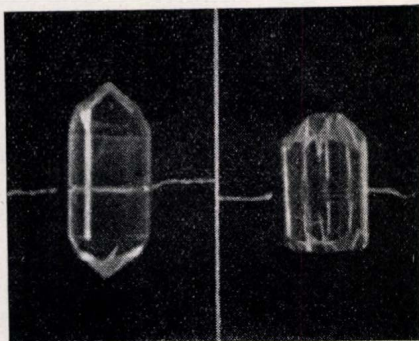
1. ábra

A kristály felső részén láthatók a Z-tengellyel párhuzamos zárványok. A középső részen megfigyelhető a magkristály, amely Z-tengelyre merőleges metszet volt. (Kb. másfélszeres nagyítás)

1 mm/napnál több, akkor valószínű zárványosodás fellépte. A romboéderlapokkal párhuzamos metszeteknél pedig gyors növekedések esetén »repedések« észlelhetők a kristály belsejében. Ilyen lapoknál kb. 0,5 mm/napnál nagyobb vastagodási sebesség nem kívánatos. A zárványok és repedések fellépte a magkristályok felületének nagyságától is függ. Kis felületek kevésbé hajlamosak zárványosodásra. Ránövéskor a magkristály eredeti felülete a legtöbb esetben jól megfigyelhető, gondos tisztítás után azonban sikerült olyan növekedéseket is kapnunk, amelyeknél a ránövés nem vehető észre. Az észlelt zárványok a Z-tengellyel párhuzamos finom csatornák, amelyek a növekedés folyamán bezárulnak, és ha már kialakult a kristály csúcsa, a továbbiakban a növekedés zárványmentes (1. ábra). Ez nyilván a növekedés sebességének lecsökkenésével van összefüggésben.

Összefoglalva vizsgálataink eredményét, megállapíthatjuk, hogy hazai, olcsó nyersanyagból

sikerült több cm hosszú, teljesen tiszta, zárványmentes és reprodukálható növekedéseket elérnünk, amelyek optikai és maratósi vizsgálatok szerint egykristálynak látszanak. (2. ábra).



2. ábra

Tökéletes növekedések. A jobboldali kristályon a „mag” nem vehető észre. (Eredeti nagyság)

Az elvi kérdéseket tehát a leírt eljárással kapcsolatban tisztázottaknak tekinthetjük és lehetségesnek tartjuk a berendezés méreteinek növelé-

sével nagyobb kristályok előállítását is. A méretek növelésével a technikai problémák fokozódnak. A technikai, valamint egyéb gyakorlati kérdéseknek tisztázása, továbbá a rentabilitás kérdése az ipari termelés szempontjából azonban laboratóriumi méreteinket már meghaladják és elvégzésük egy kísérleti üzemen célszerű.

Tarján Imre

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Orvosi Fizikai Intézete

IRODALOM

1. N. Wooster, W. A. Wooster, *Nature*, 157. 297 (1946)
Thomas, N. Wooster, W. A. Wooster, *Discussions of the Faraday Society, Crystal Growth*, 341 (1949)
(Nacken vizsgálatai nem jelentek meg, fenti szerzők hivatkoznak rá.)
2. Walker, Beuhler, *Industrial and Engineering Chemistry*, 42, 1369 (1950)
3. Kennedy, *Economic Geology*, XXXIX (1944)
Hale, *Science* 107, 393 (1948)
Franke Huot, *Comptes Rendus*, 13 (1949)
Friedman, J. *Mineral. Soc. Amer.* 34 (1949)
Praagh, *Discussions of the Faraday Society, Crystal Growth*, 338, (1949)
Swinerton, Owen, Corwin, u. o. 172, (1949)
Brown, Kell Thomas, N. Wooster, W. A. Wooster, *Nature* 167 (1951)

Kristálymag-képződés elektromos térben

Bevezetés

Túlhűtött folyadékoknak elektromos térben való kristályosításával először — tudtommal — Schaum és Rieffert¹ foglalkoztak. Salol lassú túlhűtésénél azt találták, hogy tér esetében kristálymagok képződése többnyire az elektródákon indul meg, míg tér nélkül kizárólag az olvadéklevegő, ill. olvadék-üvegfal határfelületeken.

Schaum és Scheidt² későbbi, kicsit részletesebb kísérleteinek eredményeként az adódott, hogy különböző túlhűtött folyadékok kikristályosodása elektromos tér hatására rövid idő alatt megindult olyan hőmérsékleten, amelyeken a folyadékállapot egyébként igen hosszú ideig volt fenntartható. Az elektromos tér észlelt hatását a magképződést elősegítő irányító és indukáló hatásként ők is és más kutatók is természetesnek tartották. Az idevágó kísérleti munkák száma jelentős,³⁻⁹ egyértelmű eredményre még sem vezettek.

Ennek oka részben az, hogy a kísérleti körülmények, elsősorban az anyagok tisztasága s az elektromos tér, nem voltak definiáltak (s valószínűleg igen eltérőek) másrészt az, hogy a kísérleti vizsgálatok nem voltak tekintettel a vizsgált anyagok kristályosodási karakterére. Rix⁷ kimutatta például, hogy éppen a pozitív eredménnyel legtöbbet vizsgált salol kellő tisztítás után, sem tér hatására, sem e nélkül nem kristályosodik.

A nem kellően tisztított salolnál a tér határozottan kimutatható hatása, t. i. a magképződés meggyorsulása, így nyilván komplikáltabb jelenség, mint a spontán kristályosodásra feltételezett hatás.

A probléma tisztázása szempontjából valóban lényeges tehát az anyag kristályosodási karaktere; Danilov¹⁰ az anyagok három csoportját különbözteti meg:

- a) spontán nem kristályosodó;
- b) lassú lehűtés mellett spontán kristályosodó;
- c) éles metastabil határral rendelkező anyagok.

Az a kérdés, vajjon az elektromos tér befolyásolja-e* a kristálymagok homogén* képződését, a harmadik csoport esetében mutatkozik legmegfoghatóbbnak. A metastabil határ u. i. számos anyagnál jól reprodukálható s így annak esetleges eltolódása elektromos tér hatására remélhetően elégséges biztonsággal kimutatható. A többi anyagoknál — egyelőre úgy látszik — aligha számí-

* Homogén, mert homogén fázisból, tehát saját vagy más göcök (éppen a diszperzumok) nélkül is bekövetkező kristályosodásról van szó. A »spontán« megjelöléssel azonos értelemben használják. Éppen esetünkben a homogén szó a célszerűbb: a homogén fázisból tér hatására bekövetkező kristályosodást nem lenne helyes spontánnak nevezni.

hatunk ilyen mértékben definiált mérhető hatásra.

Elméleti szempontból a tér hatása dipólusmolekulák esetében lenne a legegyszerűbben értelmezhető: a tér parallel állítja a dipólusokat s ez a rendezettség befolyásolja a kristálymagok képződését, tehát megváltoztatja a metastabil határt.

Dipólusok orientálódása elektromos tér hatására természetesen hőmozgás ellenében történik s csak egy statisztikus irányeloszlásra vezet. Ez az irányeloszlás meghatározható lenne pl. a Kerr-effektus kvantitatív értelmezésére alkalmazott módon, de éppen túlhűtött folyadékoknál jelentékeny nehézséget okoz a dipólusok egymásra kifejtett hatásának figyelembevétele. Mivel másrészt a dipólusoknak a rácson belüli relatív irányítotttsága igen különféle lehet, nehéz megítélni a külső tér hatását a magképződésre, melynek általában elfogadott elmélete (Volmer, Becker és Döring) különben is szférikus molekulákkal dolgozik. Ezért s mivel idevágó használható kísérleti tapasztalatok szinte egyáltalán nincsenek, ilyenek gyűjtése az első feladat.

Metodika. Kísérleti tapasztalatok

a) csoport anyagai

Az első megfigyeléseket én is salollal végeztem (mennyiség 1 cm^3 nagyságrendben). A $10-20 \text{ kV/cm}$ rendű tér alkalmazása bemelegítő polírozott s nikkelezett lemezpárral történt, majd midőn ennek forrasztásai esetenként góchatást mutatnak, külső elektródákkal. A megolvasztott (42° -on) majd túlhevített ($50-100^\circ$ -on néhány percig, ill. néhány óráig) mintákat 20° -ra hűtve le az azonosan kezelt mintáknál is különböző időtartamok elteltével következett be a kristályosodás. A minták megoszlása a különböző időtartamokra a kísérlet egymásutáni megismétlésével a nagyobb időtartamok javára eltolódott,** anélkül azonban, hogy az egyes minták sorrendje általában megmaradt volna. Az átkristályosítás ezen hatását lényegesen növelte a túlhevítés hőfokának és időtartamának növelése és különösen a fokozottan effektívebb szűrés. (Jénai G 1 — G 4 szűrőkkel). A magképződés sebességének csökkenése abban is megnyilvánul, hogy az eleinte 1 mintán belül keletkezett $10-20$ mag helyett végül csak egy mag jelentkezett, sőt számos minta volt nyerhető, melyek egyáltalán nem kristályosodtak ki.

Mindebből az következik, hogy a salol spontán magképződési sebessége gyakorlatilag zérus, a kristályosodást »aktív« diszpergált idegen részecskék okozzák.

Az alkalmazott elektromos tér mármint tapasztalat szerint nem képes kimutatható, reprodukálható

** Ez egyértelmű a magképződés sebességének csökkenésével. A magképződés sebességét sokszor az első mag megjelenéséig eltelt idő reciprokával, a »kristályosodási frekvenciával« mérik.

dukálható értékre növelni a magképződés sebességét: a nem kristályosodó minták túlnyomó része térben sem kristályosodott ki. A nem kellően tisztított folyadékoknál a magképződés sebességének növekedése viszont reprodukálhatóan kimutatható (ha ez kvantitatív értelemben nem is áll), itt azonban nyilván nem homogén magképződésről van szó.

b) csoport anyagai

Hasonlóképpen nem tudtam kimutatni az elektromos tér hatását a piperin lassú lehűtés mellett spontánnak tartott kristályosodására sem.

c) csoport anyagai

Részletesebb és pontosabb megfigyeléseket az éles metastabil határon kristályosodó anyagok némelyikén végeztem.

A metastabil határ egy olyan viszonylag kis hőmérsékleti intervallumot jelent az op. alatt, melyen belül a magképződés addig gyakorlatilag zérus sebessége hirtelen igen nagy értékre ugrik fel. Így elég gyors lehűlési sebesség mellett elég élesen reprodukálódó hőmérsékleten kell az anyagnak igen finom szemcsésen kristályosodnia.

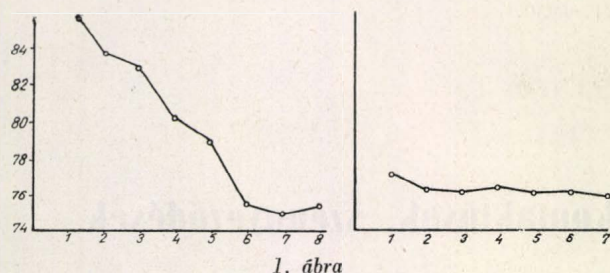
Első anyagként metadinitrobenzolt vizsgáltam (op. 91°) először szintén cm^3 nagyságrendű mintákat, üvegcsövecskékben leforrasztva. A minták $41-45^\circ$ között kristályosodtak, miután szűrés és többszöri átkristályosítás után a magasabb hőmérsékleten történő kristályosodások elmaradtak. Minthogy a sok kísérletből számított átlagérték minden mintára körülbelül azonos volt, feltehető, hogy már itt is spontán kristályosodásról van szó. A fennálló 4° szórás azonban, ami az adott lehűlési sebesség mellett $10'$ -et jelentett időben, nehézzé teszi az elektromos tér hatásának megítélését. 10 kV/cm -es térrel lehetett ugyan emelni reprodukálhatóan egyes minták kristályosodási hőmérsékletét ($5^\circ-15^\circ$ -kal), de mivel mindig ugyanazokét, ez esetben valószínűleg mégis diszperzumokon való kristályosodásról van szó. A tér ezek szerint — Rix felfogásával ellentétben — képes »aktiválni« a már »dezaktivált« részecskéket. A spontán kristályosodásban esetleg megmutatkozó kisebb hatást elfedi az említett szórás.

A szórás származhat a viszonylag nagy tömeg egyenlőtlen lehűléséből s abból, hogy a tömeggel arányos magképződési sebesség ekkor görbéjének meredek emelkedése előtt is jelentős lehet, ami lassú lehűtésnél érvényesül. Célszerű ezért sokkal kisebb tömegeket vizsgálni, ez esetben a diszperzumok kiküszöbölése is egyszerűbb. Ugyanígy vizsgálták legújabbban fémek túlűtését is¹¹.

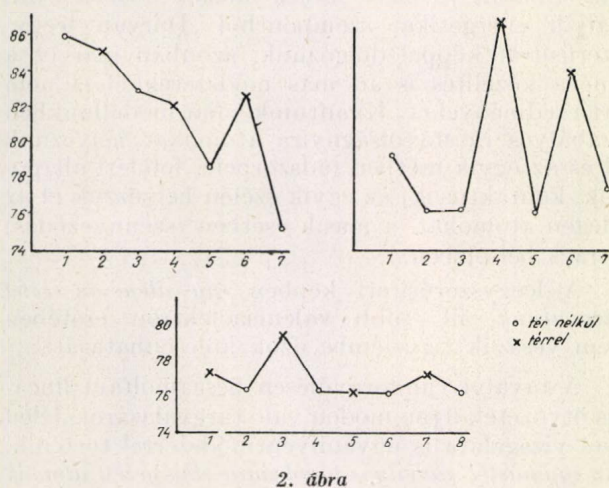
A kis kristálykák két elektr. bevezetéssel bíró fémlemez közé erősített tárgylemezre kerülnek s együtt egy eternitből készült kis termosztátba; megfigyelésük leolvadó mikroszkóppal történik. Mivel a csöppeket a tér könnyen »elszívta« ez úgy módosult, hogy a kristályszemcsék igen

vékony 1 mm külső átmérőjű kapilláris csövecskébe kerültek, ugyanilyen üvegtokba a termoelem is. (Sematikus rajz a 3. ábrán)

A legrészletesebben így az orthodinitrobenzolt vizsgáltam (op. 118 C°, $\mu = 6$ Debye). Éles metastabil határ adódott és pedig vagy azonnal, vagy — aktív diszperzumok esetén — sorozatos át-



kristályosítások után. Az 1. ábra két tipikus grafikont mutat. Mindegyik az egymásutáni kristályosodási hőmérsékleteket mutatja, a) egy előzetes kezelés nélküli kristályka, b) egy előző-



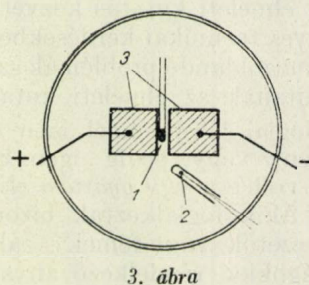
leg megolvastott és órákon át 130°-on tartott kristályka esetében. A szórás egy minta adatain belül néhány tized C° (a teljes túlűtés kb. 1%-a) s ez lehet mérési hiba. A mérési hibák valóban ilyen kis értékekre csökkentek annak következtében, hogy az egymásutáni megolvastásokat és kristályosításokat pontosan azonos körülmények közt végeztük el. Az olvadáspontot is néhány tized C° szórással kaptuk s csak ilyen eltérések mutatkoztak az ellenőrzésül mindig felvett lehűlési görbék között is.

Különböző minták között már nagyobb eltérések is adódtak (1 C° körül), ami azonban abból származott, hogy a minták cserélése közben a termosztátban a hővezetési viszonyok bizonyára kissé megváltoztak s ezért más hőmérsékletkülönbség jelentkezett a minta és a termoelem között. Ezen sajnos, el nem kerülhető különbség miatt a metastabil határ, melyen igen valószí-

nűen spontán következik be a kristályosodás, az itt kapottnál bizonyára magasabban van. Abszolút értékének meghatározása helyett azonban célunk most az elektromos tér hatásának vizsgálata volt.

Erre vonatkozóan 2. ábránk ismét három tipikus grafikont mutat. Az első egy még aktív részecskéket tartalmazó mintára vonatkozik, a másik olyanra, melybe később dobtunk be finom részecskéket (azbeszt-por). Mindkettő a térnek idegen diszperzumok esetében már említett hatását mutatja. A harmadik ábra esetében lehetséges, hogy az elektromos térnek a spontán kristálymagképződésre kifejtett hatásáról van szó: a metastabil határnak átlagosan 1–1,5 C°-kal való felemeléről. Ez bizonyosan felette van a hibahatárnak, zavaró tény csak az, hogy ez a hatás egyes esetekben (pl. az ábrán az 5. pont) elmaradt, bár igaz, hogy e kimaradás nem állandósult.

Hasonló viselkedést lehetett tapasztalni karbamid esetében is, bár itt a tér hatása többször maradt ki. Némely vizsgált zsírsavak (stearinsav



és palmitinsav) relatíve kis túlűtés mellett igen éles metastabil határral tűntek ki. A tér hatása itt e határ valamelyes csökkenésében látszott mutatkozni, az eltérés azonban átlagban a hibahatárral azonos értékű volt.

Összefoglalás

1. Az elektromos térnek a kristálymagképződés sebességét növelő hatása idegen diszperzumok esetében bizonyítottan tekinthető. A tér hatásának vizsgálatáról az irodalomban található adatok mind ide tartoznak. c) alatti fenti kísérleteim először vonatkoznak homogén kristályosodásnak elektromos térrel való befolyásolására.

2. Számos anyag esetében nincs okunk elvetni a homogén kristályosodás lehetőségét, éppen a fenti kísérleteim szerint élesen reprodukálható metastabil határ miatt.

3. A homogén kristályosodás elektromos térrel való befolyásolásának lehetősége feltételezhető; pontosabb vizsgálatra nagyobb térerőségekkel (kb. 50 kV/cm) kell kísérleteket végezni.

Ilyen kísérletek megfelelő vákuum-mikrotermosztát elkészültével rövidesen következnek. Az esetleg valóban bizonyítható »elektromos kristályosodási pont emelkedés ill. csökkenés«

mind a kristályszerkezet ismerete, mind a spontán kristályosodás vitatott elmélete szempontjából jelentőséggel bírhat.

Cornides István

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikai Intézete

IRODALOM

1. K. Schaum—E. Rieffert, Z. Anorg. Chem. 120. 257—258. 1922.
2. K. Schaum—E. Scheidt, Z. Anorg. Chem. 188. 52. 1930.

3. W. Kondoguri, Z. Phys. 47. 589. 1928.
4. D. Samuracas, Z. Kristallogr. 85. 477. 1933.
5. R. Swinne, Wiss. Veröff. Siemens. 15. 124. 1936.
6. V. V. Kondoguri, Phys. Z. d. Sovjetunion. 9. 603. 1936.
7. W. Rix, Z. Kristallogr. 96. 155. 1937.
8. R. J. Berlage—K. K. Demidov, Acta Phys. chem. SSSR. 12. 609. 1940.
9. V. V. Kondoguri, Phys. Z. d. SSSR. 11. 571. 1937.
10. I. V. Danilov, Zs. exp. i. teoret. fiz. 19. 235. 1949.
11. D. Turnbull—R. E. Cech, J. Appl. Phys. 804. 21. 1950.

Adszorpció, felületi állapotok, kontaktusok, szennyeződések

A technika fejlődésével egyre *fokozódó technológiai követelmények* lépnek fel egyes anyagoknál. Ez magával hozza, hogy az anyagszerkezeti kutatásoknak a technológiai problémák megoldásánál segítséget kell nyújtaniuk. Ezen a téren mód nyílik arra, hogy az elméleti kutatás közvetlen útmutatást adjon egyes technikai kérdésekben, viszont a megoldott és megoldandó problémák széles munkaterületet nyújtanak az elméleti kutatásnak.

A technológiai kérdéseknél igen sok esetben szinte semilyen, vagy pedig igen *kevés elméleti alátámasztása* volt egy-egy *gyártási eljárásnak*, kidolgozásnak. Akik foglalkoztak bizonyos célnak megfelelő félvezetők, vagy fémek — általában előírt tulajdonságokkal rendelkező anyagok — előállításával, jól tudják, hogy gyártási eljárások sokszor egészen babonaszerű, tudományos indokolás nélküli előírásokat is tartalmaznak. Nevetesen hangzik, de valójában az történik, hogy — mivel egy anyagi tulajdonság kidolgozásánál nincs meg az elméleti alátámasztása annak, hogy a *sok jelenlévő paraméter közül melyik a lényeges és melyik a lényegtelen*, — a gyártási eljárásban a vaktában jónak talált paramétereket tartják meg. Olyan esetekben, ahol a paraméterek száma még nem túl sok, ezek variálásának kikísérletezésével tényleg ki tudják hozni az optimumot, olyan esetben azonban, ahol sok paraméter van, elméleti megalapozottság nélkül csak vaktában való tapogatózásról lehet szó. Ezen a területen tehát a *félig-meddig kvalitatív elméleti eredmények*, a durva közelítésekkel lehozható eredmények is igen hasznosak lehetnek.

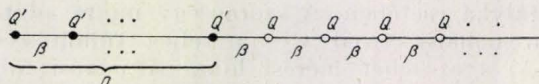
Egy ilyen *durva közelítéssel* szeretnék itt foglalkozni, konkrétan a félvezetők struktúrájával kapcsolatosan. A félvezetők kérdésének kísérleti és elméleti feldolgozása az utóbbi években igen bő irodalommal rendelkezik. Az elméleti feldolgozás abból a képből indul ki, hogy egy adott kristálynak ilyen és ilyen adott struktúrája van (energia-nívók, stb.) és ennek a *feltevésével* lehet következtetéseket levonni az anyag viselkedésére vonatkozóan.

Mi itt egy másik, következő kérdést vizsgálunk meg. A problémánk az, hogy adott *atomi tulajdonságok* milyen esetben hozzák létre az előbb említett kutatásoknál *feltételezett* struktúrákat.

Azokról a vizsgálatokról számolok be, melyek *kis számban jelenlévő idegen atomok hatását* vizsgálják energetikai szempontból. Durván leegyszerűsített képpel dolgozunk, azonban már ez a durva közelítés is ad más módszerekkel el nem ért eredményeket. Kvantumkémiail modellünkben szabályos ráctávolságnyira atomokat helyezünk el és az egyik esetben (adszorpció, felületi állapotok, kontaktusok) az egyik szélén helyezzük el az idegen atomokat, a másik esetben (szennyeződés) a rács belsejében.

A leegyszerűsített képben *egy-valenciás esetet* tárgyalunk, ill. több valenciaelektron esetében nem vesszük figyelembe azok kölcsönhatását.

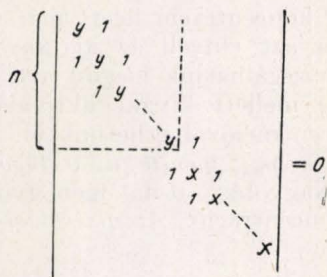
A tavalyi vándorgyűlésen beszámoltam lineáris ötvözetek ilyen módon való tárgyalásáról. Jelen eset vizsgálata is ugyanilyen módszerrel történik. Az egymástól szabályos távolságra elhelyezett atomok sorainak szélén n idegen atomot helyezünk el (1. ábra). A közelítésünkben megelégszünk azzal,



1. ábra

hogy ezen idegen atomok az alaprács atomjaitól csak az ionizációs energiában különböznek (Q , Q'), de a két-két szomszédos atom közötti kötésnél szerepet játszó kicserélődési integrálok legyenek ugyanazok, akár egyforma a két atom, akár nem (β). *Perturbációs számítást végzünk, kiindulva abból a nem perturbált állapotból, hogy az egyes elektronok atomjaikhoz szorosan vannak kötve.* Ennek a problémának matematikai megragadása egy szekuláris determináns megoldását követeli meg, melynek alakja a következő. Vezessük be $x = \frac{Q-E}{\beta}$ és

$y = \frac{Q-E}{\beta}$ -t, ahol E az energiaparaméter. Ekkor



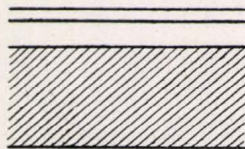
az egyenlet E -re, mint ismeretlenre. Ki lehet mutatni, hogy ha az alaprács végtelen hosszú, akkor ennek a megoldása a következő egyenletrendszerre vezet.

$$\operatorname{ctg} n\psi = -\frac{\frac{\alpha}{2} + \operatorname{sh}\varphi}{\sqrt{1 - \left(\operatorname{ch}\varphi + \frac{\alpha}{2}\right)^2}},$$

$$\cos \psi = \operatorname{ch} \varphi + \frac{\alpha}{2},$$

ahol $x = 2\operatorname{ch}\varphi$, $y = 2 \cos \psi$ és $\alpha = \frac{\Delta Q}{\beta} = \frac{Q'-Q}{\beta}$

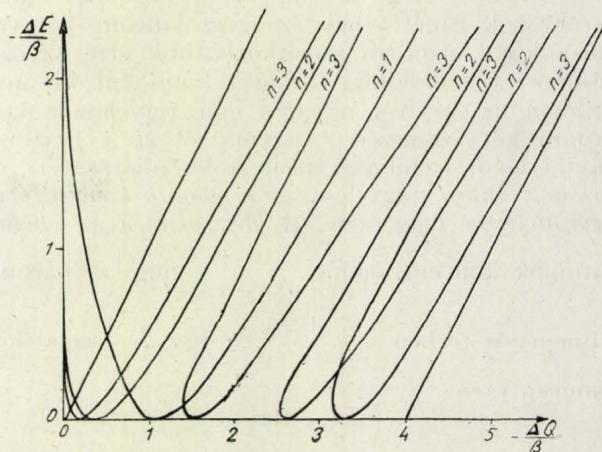
jelölést vezettük be. Ez csak azokat a megoldásokat adja, melyek az eredeti sáv felett vannak. Pillanatnyilag bennünket csak ezek érdekelnek (l. 2. ábra.)



2. ábra

A megoldás diszkussziója különböző n -ekre a következőket adja. $n = 1$ esetében egyetlen atom adszorpciójáról beszélünk. Az érdekel bennünket, hogy milyen magasságban keletkezik a sáv felett egy adszorpció révén előálló felületi nívó. Ennek a nívónak a sáv tetejétől való távolságát ΔE -vel jelölve, a 3. ábra eredményeit kapjuk. Ezek szerint $\alpha = -1$ -nél nincs felületi nívó, ettől jobbra és balra térve el, egyre növekvő aktiválási energiákat kapunk. Meg kell jegyeznünk, hogy a számítások a fedési integrálok elhanyagolásával történtek, ami főleg a görbék baloldalán ($\alpha = 0$ közelében) lényeges elhanyagolás. A valóságban ezek a görbék nem asszimptotikusan tartanak a ΔE -tengelyhez, hanem metszik azt. α lényegileg az eredeti és az adszorbeált atomok ionizációs energiájának különbségétől függ. β -ről ugyanis feltehetjük, hogy állandó, mégpedig kb. 1 eV körüli érték. Hasonló ábrákat kapunk $n = 2$, $n = 3$ -ra is. n növekedtével mind több ága van a görbéknek. Ezek megfelelnek 2 atomos, 3 atomos s. i. t.

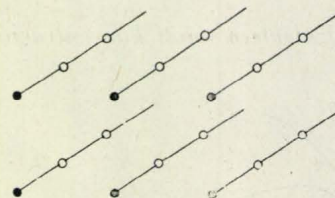
rétegek lerakódásának. $n \rightarrow \infty$ esetében a két egyenes közötti szakasz teljesen kitöltődik a nívókkal. Ez megfelel két anyag kontaktusának. Látható, hogy ha $-\alpha < 4$, akkor a két sáv



3. ábra

részben fedi egymást, míg $-\alpha > 4$ esetében a két sáv szétválik.

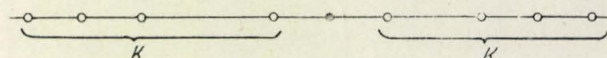
Ez az eljárás jó közelítést ad háromdimenziós esetben is. Ugyanis a felületen történő adszorpcióban *elsősorban* az alatta lévő atommal való kölcsönhatás a lényeges és csak azután a szomszédosokkal. Így a testet ilyen, a felületre merőleges láncokból felépítettnek képzelhetjük (l. 4. ábra).



4. ábra

Az egyes láncok közötti kölcsönhatás már csak további közelítésnél jönne számításba.

A 3. ábrából *leolvasható*, hogy adott ionizációs energiakülönbségek (tehát adott anyagok) esetén, kívánt aktiválási energiát hány atomos, vagyis milyen vastag réteggel lehet elérni, — vagy meg-



5. ábra

fordítva: adott rétegvastagság esetén kívánt aktiválási energiához milyen anyagot (ionizációs energiakülönbség!) kell választanunk. (Természetesen a kiválasztásnál egyéb szempontok is vannak.)

A másik probléma a *szennyeződések problémája*. Itt is egy erősen leegyszerűsített képet veszünk.

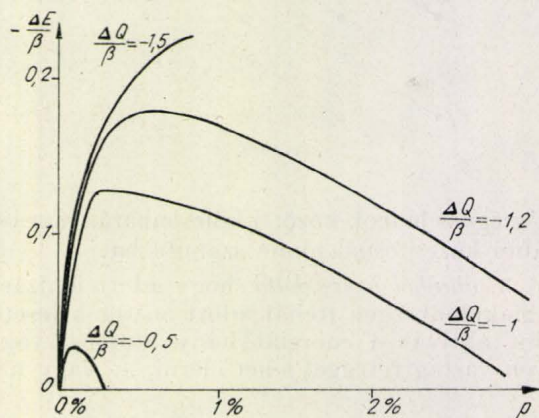
Képzeliük el, hogy $2k$ atomra esik egy szennyező idegen atom, éspedig egyszerűség kedvéért helyezzük el ezt úgy, hogy pont középen legyen (l. 5. ábra). Ez megszorítás ugyan, de nem igen lényeges. Nyilvánvaló, hogy ilyen $2k + 1$ atomokból álló szakaszok ismétlődnek az egész láncon. Tárgyalásunkban azonban szorítkozhatunk erre az egy csoportra mindaddig, amíg k nem túl kicsiny. Ebben az esetben ugyanis már figyelembe kell venni két szomszédos, egymástól $2k + 1$ atomnyira lévő, szennyező atom kölcsönhatását is, és ez már ekkor nagy lesz. A k maga a koncentráció százalékával függ össze. A lánc mentén az idegen atomok koncentrációja $\frac{1}{2k + 1}$, míg a háromdimenziós térben $\frac{1}{(2k + 1)^3}$. Így a százalékos koncentráció:

$$p = \frac{100}{(2k + 1)^3}.$$

Hasonló szekuláris determinánsunk van, mint az előbb. Megint csak azt keressük, hogy a szennyeződés folytán milyen aktiválási energiák lépnek fel az α és a koncentráció függvényében. Nem túl nagy aktiválási energiák esetében egy sorfejtéssel a következő eredményhez jutunk:

$$\frac{\Delta E}{\beta} = 2 \frac{(\alpha + 4) p^{2/3} + \alpha \sqrt[3]{100} p^{1/3}}{(\sqrt[3]{100} + p^{1/3})^2},$$

ahol p a százalékban adott koncentráció.

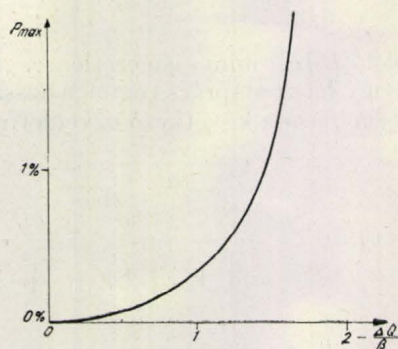


6. ábra

Ez azt mutatja (l. 6. ábra), hogy az aktiválási energia a koncentráció egy bizonyos értékénél maxi-

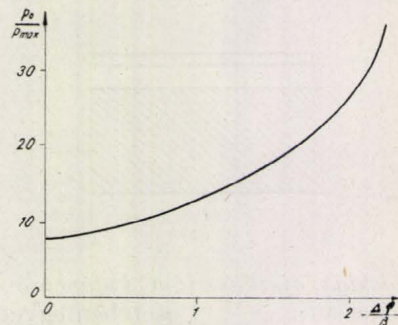
mumot ad. A görbék különböző α értékekre vannak felvéve. Másik tulajdonsága a görbéknek, amit a baloldali kis görbén lehet jól látni, az, hogy egy bizonyos p_0 koncentráció felett már nincs különívó, hanem azt elnyeli az alapsáv. A görbék alapján pl. vizsgálhatjuk megint azt, hogy adott anyagok (α) mellett kívánt aktiválási energiát milyen koncentrációval érhetünk el.

Érdekes a p_{\max} menete az α függvényében is (l. 7. ábra). Nagyobb $-\alpha$ -nál igen gyorsan nő az optimális koncentráció. Az aktiválási energia be-



7. ábra

játszására rendelkezésre álló tartományra a $\frac{p_0}{p_{\max}}$ görbe adhat felvilágosítást, mely növekvő $-\alpha$ -nál szintén gyorsan nő (l. 8. ábra).



8. ábra

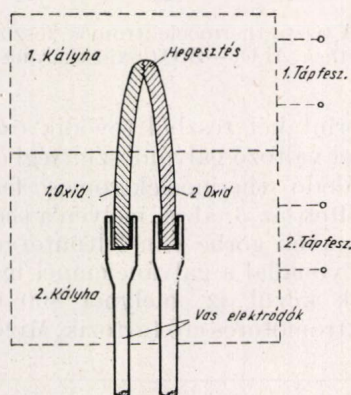
Összefoglalva: fenti eredmények némi következtetést szeretnének adni arra vonatkozóan, hogy milyen anyagmegválasztás és milyen koncentráció alkalmas a félvezetők elméletében olyan nagy szerepet játszó sávon kívüli nívók megfelelő elhelyezésére. Az eredmények inkább kvalitatívak, de irányítást tudnak adni.

Hoffmann Tibor

Távközlési Kutató Intézet

Thermoelektromotoros erő nehezen olvadó íémoxidok között

1. A probléma kemencék hőmérsékletének mérésével kapcsolatban gyakorlati oldalról merült fel. 1500 °C föléti hőmérséklet mérése esetén ugyanis a szabványos *Pt-PtRh* thermoelemek hamar tönkremennek, ezért alumíniumoxid és zirkonoxidból készült thermoelemre gondoltunk. Ezeknek az oxidoknak olvadáspontja 2000 °C felett van, tekintve azonban, hogy alacsonyabb hőmérsékleten rosszul vezetnek (félvezetők), ezért szükséges, hogy az egész thermoelem elég magas hőmérsékleten legyen. Oly kombinációt szerkesztettünk tehát, melynél a thermoelem hidegebb vége is 800–1000 °C állandó hőmérsékleten van, míg a két oxid összeforrasztási helye kerül a mérendő hőmérsékletre. A hidegebb végek fémbe vannak foglalva és ezek hőmérsékletét közönséges fém-thermoelemmel mérjük. A hidegebb végeket mi vasba foglaltuk, a thermoelem sémája az 1. ábrán látható.



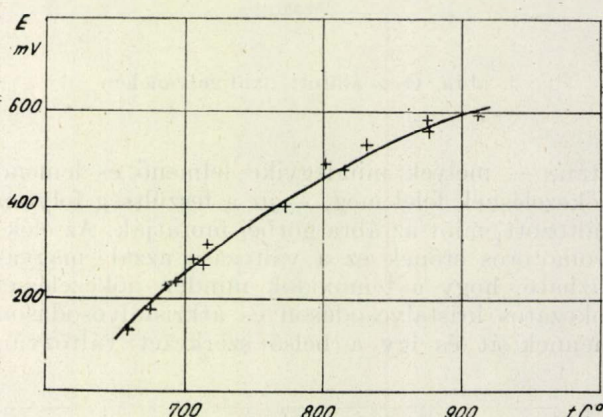
1. ábra. Összeállított oxid-thermoelem

Kísérleti anyagul a kereskedelmi forgalomban kapható alumíniumoxidot és zirkonoxidot használtunk. Az oxidporból kevés víz, későbbi kísérleteknél híg enyvoldat hozzáadásával 500–2000 atm. nyomás mellett 0,6–1 cm átmérőjű rudakat préseltünk, melyeket 1600 °C-ig felmenő hőkezelésnek vetettük alá. A hőkezelést 1200 °C felett a Magnezit Ipar vállalat végezte, valamint készen is adott kísérleteinkhez hőkezelt (zsugorított) rudakat. A rudak egy részét ívlángban megolvastottuk, másik részük olvasztás nélkül zsugorított állapotban került felhasználásra. A 10–12 cm hosszú oszlopok egyik végét saját porukkal vashüvelybe ragasztottuk be, míg másik végüket ívlángban összeolvastottuk. (Lásd az 1. ábrát.) Az így elkészült elemeket ismét hőkezeltük, a vaselektrodokra tekintettel most már csak 950 °C-ig.

2. A thermoelem feszültségének kimérésénél először az áramellenállás-módszert alkalmaztuk. Ez a módszer azonban nem bizonyult megfelelőnek, mivel a thermoelemen áthaladó áramok erős polarizációt hoznak létre. A mérésnél tehát kompenzációs módszert, majd egyenáramú csőv-

mérőt, végül kvadráns elektrométert használtunk. A jelen esetben a legtisztább módszer az utóbbi. A vaselektrodákat a mérés folyamán 750–800 °C körüli konstans hőmérsékleten tartottuk, míg a két oxid összeforrasztási helyét ennél magasabb, ill. alacsonyabb hőmérsékletre hevítettük. A kívánt hőmérsékleteket két részből álló elektromos kályhában állítottuk elő, a kivezető elektródákul használt vaselektrodák a kályhatérén kívül csillám, ill. kvarcszigeteléssel szobahőmérsékleten voltak rögzítve. A hőmérsékleteket *Ni-CrNi* thermoelemekkel mértük.

Egy mérési eredmény látható a 2. ábrán. Az ábra egy thermoelem thermoelektromos feszültségét szemlélteti a hőmérsékletkülönbségtől függően. A vaselektrodák hőmérséklete 800 °C volt, az ábrán a két oxid összeforrasztási helyének hőmérséklete van feltüntetve. Mint látható, a thermo-



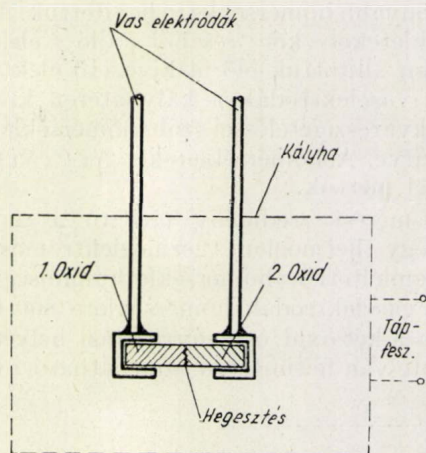
2. ábra. Al_2O_3 (pozitív) — ZrO_2 (negatív) oxidthermoelem thermofeszültsége a hőmérsékletkülönbség függvényében. Az ábrán a két oxid összeforrasztási helyének hőmérséklete van feltüntetve, míg a másik két vég hőmérséklete 800 °C

elektromos feszültség közel lineárisan változik a hőmérsékletkülönbséggel. Az elemek pozitív pólusa az alumíniumoxidnál levő elektróda.

3. Méréseink elején mindjárt feltűnt az a jelenség, hogy ha az egész thermoelem azonos hőmérsékleten volt (a 2. ábrán 800 °C), akkor is ad bizonyos nagyságú elektromotoros erőt. Mivel ekkor thermoelektromos feszültséget indikáló hőmérsékletkülönbség nincs, az így mérhető elektromotoros erőt a vas és a kétféle fémoxid között fellépő galvan feszültségként értelmeztük. Az elrendezés kétfolyadékos galvánelemnek felelne meg. A mért új effektus a félvezetők megismerése szempontjából fontosnak látszik, ezért ezt a jelenséget önmagában is vizsgálat alá vettük. A 3. ábrán feltüntetett elrendezésű elemeket készítettünk, melyek a kályhatér kis részében helyezhetők el, hogy az egész elem minden esetben jó megközelítéssel egyenlő hőmérsékleten legyen. Az így el-

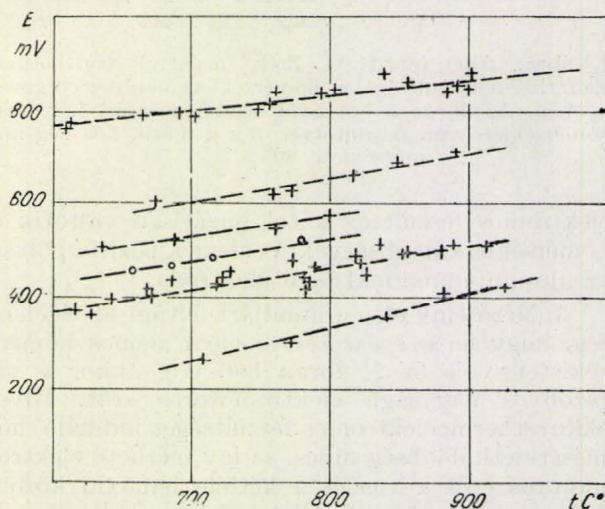
készült elemeknél különböző hőmérsékleteken mértük az elektromotoros erőt.

Az eredményt a 4. ábra tünteti fel. Az elemek pozitív pólusa az alumíniumoxidnál levő elektróda. Az elem elektromotoros ereje változik a hőmérséklettel. Ez a jelenség megfelel a galvánelemek viselkedésének, emellett azonban többszöri mérés



3. ábra. Összeállított oxid-galvánelem

után, — melyek mindegyike felmenő és lemenő hőkezelésnek felel meg, — ez a feszültség folyton változott, mint az ábra görbéi mutatják. Az elektromotoros erőnek ez a változása azzal magyarázható, hogy a fémoxidok minden hőkezeléssel fokozatos kristályosodáson és átkristályosodáson mennek át és így a belső szerkezet változván



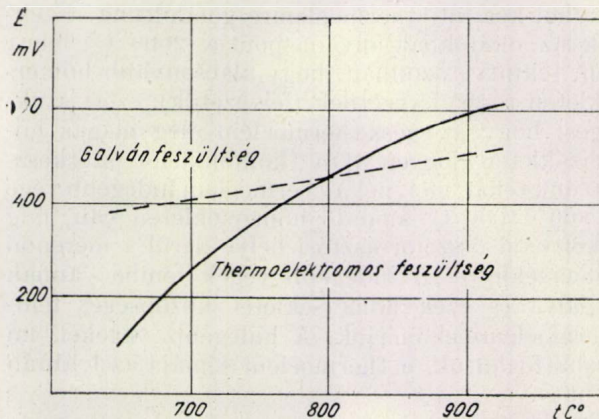
4. ábra. Vas-, Al_2O_3 , ZrO_2 — vasoxidelem galvánjellegű feszültségének változása a hőmérséklettel

változik az elektromotoros erő is. Hozzájárul még ehhez az a zavaró körülmény is, hogy a vas erősen oxidálódik, miáltal az oxid és a fémelektrodák érintkezésének változatlansága nincs biztosítva, azonkívül az alumíniumoxidba szemmel láthatólag

vasoxid diffundál be s annak felületi rétegét vöröses-barnára színezi.

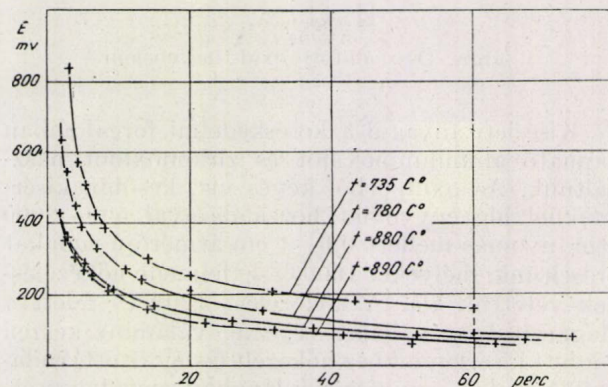
Egyelőre a zavaró körülmények mellett is megállapítottuk a galvánjellegű feszültség felléptét és a feszültségnek a hőmérséklettel való változását.

4. Az 1. ábrán vázolt elrendezésben működő oxidthermoelem mérhető elektromotoros ereje a



5. ábra. A tiszta thermoelektromos feszültség megállapítása Al_2O_3 — ZrO_2 oxid-thermoelemnél

fentiek szerint két részből tevődik össze: a hőmérséklettel változó galvánfeszültségből és az erre szuperponálódó thermoelektromos feszültségből. Ezt szemlélteti az 5. ábra, melyen a thermoelemen mért 2. ábrabeli görbe van feltüntetve, valamint szaggatott vonallal a galvánelemnél mért 4. ábrabeli görbék közül az, melynél 800 °C-hoz 450 mV elektromotoros erő tartozik. Mivel a thermo,



6. ábra. Oxid-galvánelem polarizációs feszültségének változása különböző hőmérsékletek esetében az idő függvényében

elem 800 °C-on mint galvánelem működik (a hőmérsékletkülönbség a forrasztási helyek között zéró), azért feltehető, hogy a vizsgált thermoelem feszültsége a szaggatott vonallal jelzett görbe mentén változnék, amennyiben mint galvánelemet vennénk vizsgálat alá. A tiszta thermoelektromos feszültség ezek szerint a két görbe azonos hőmérsékletre tartozó ordinátaértékeinek különbsége.

5. A galvánelem-kombinációval méréseket végeztünk az elem polarizálhatóságára vonatkozólag. Az elemeken 60 sec.-ig tartó, 20 mikroamper erősségű áramokat bocsátottunk át. Pár különböző hőmérsékleten felvett mérési sorozatot tüntet fel a 6. ábra, melyen az elem eredeti elektromotoros erejének a polarizáló áram hatására fellépő változása van feltüntetve. Az áram hatására az elem elektromotoros ereje nagy mértékben megváltozott s a polarizált állapot csak lassan szűnik meg. Az ábrán látható, hogy a polarizált állapot megszűnése magasabb hőmérsékleten rövidebb idő alatt bekövetkezik. Az itt nyert tapasztalatok igazolták, hogy az elektromotoros erő mérésénél célszerű statikai módszer alkalmazása, mivel különben a mérő áram a polarizáció folytán megváltoztatná az elektromotoros erő értékét.

6. Eredményeink megfelelnek az irodalomban megjelent hasonló közlemények adatainak. Az idézett irodalomban azonban csak fém és fémoxid, ill. fém és fémkarbid között fellépő thermoelektromos effektusról van szó,^{1,2} míg az általunk készített thermoelemnél a thermoelemrész a két különböző fémoxid és a fémtartó csak mint kivezető elektróda szerepel.

Méréseinket tiszta anyagokon és hőállóbb elektródákkal kívánjuk folytatni.

7. Az eredmények rövid összefoglalása :

1. Alumíniumoxid (pozitív) és zirkonoxid (negatív) között fellép thermoelektromotoros erő.

2. Vas-, alumíniumoxid-, zirkonoxid-, vas-kombinációban galvánjellegű elektromotoros erő lép fel.

3. A galvánjellegű feszültség hőmérsékleti függését kimértük.

4. A galvánjellegű feszültség ismerete lehetővé teszi a két oxid közötti tiszta thermoelektromotoros erő megállapítását.

5. Gyakorlatban a kettő együttes hatásával kell számolnunk.

Budapest, 1952. május 10.

Gyulai Zoltán, Szilvási Árpád, Gaál József
Műszaki Egyetem
Kísérleti Fizikai Intézet
Budapest

IRODALOM

1. O. Fritsch : Ann. d. Phys. B. 22. H. 4. März. 1935, ki Cu és ZnO között mért thermoelektromotoros erőt.

2. F. Henning : Temperaturmessung, Leipzig, 1951. 123 oldal.

Ferroszilíciumból készített kristálydióda és trióda elektromos tulajdonságai

Ismeretes, hogy ha spektroszkópiailag tiszta szilíciumot, vagy germániumot öt valenciáelektronnal rendelkező, a szennyezett atommal kb. azonos nagyságrendű atomokkal szennyezzük, akkor »n« típusú, ha pedig a szennyező anyag három valenciáelektronnal rendelkezik, »p« típusú félvezetőt kapunk. Ezeket a félvezetőket egyenirányításra, erősítésre és rezgéskeltésre használhatjuk fel. Az egyenirányításnál a szilíciumdióda bizonyult érzékenyebbnek, mert 10^{-8} W teljesítményű, 1μ sec.-ig tartó jelet 10 000 Mc vivó-hullámmal is egyenirányít (video-detektor). Az erősítésben a nagy inverz-feszültségűvé formált germániumtrióda mutatkozik jobbnak, mindamellett a tranzisztor erősítése több, részben megoldott vagy megoldatlan problémát tartalmaz, amilyenek pl. a nagy kimenő teljesítmény és a 10 Mc feletti frekvenciák erősítése. Rezgéskeltésnél az igen magas frekvenciák tartományában a forrasztott kontaktusú harmónikus germániumgenerátor előnyösebb, mivel a szilíciumhoz viszonyítva tízszeres teljesítményt ad 10 000 Mc-nál.

Ezért felmerült az a gondolat, hogy a vaskohászatban nagy mennyiségben használatos ferroszilícium milyen félvezető-tulajdonságokkal rendelkezik. A rendelkezésünkre álló legtisztább ferroszilícium — melyet 90%-nál nagyobb szilíciumtartalom mellett a technikában már tiszta szilíciumnak hívnak — a következő összetételű volt :¹ szilícium 96,02%, vas 0,81%, alumínium 0,58%, kalcium 0,94%, a hiányzó 1,65%-ot titán, magnézium, platina, szén, kén stb. alkotta.

A félvezetők elektromos tulajdonságait a belső félvezetés hőmérsékleti tartományán kívül, azaz alacsony hőmérsékleten a bennük jelenlevő idegen anyagok mennyisége és minősége szabja meg. Elektromos úton csak az ionizált gócokat lehet megállapítani, vagyis a donorokat és akceptorokat. A kedvező körülmények létrehozása céljából az általunk használt szilíciumot a szintétikusan előállított szilíciumfélvezetőknél szokásos módon

¹ Dr. Grasselly Gyula, a szegedi Ásványtani Intézet adjunktusának elemzése alapján.

formáltuk.² A félvezető nevezetesebb paramétereinek meghatározása céljából megmértük a szilícium vezetőképességét és Hall-koefficiensét (R), az utóbbit a szokásos kompenzációs módszerrel, platinaelektrodokkal. R értékét a következő összefüggés alapján

$$R = 10^8 \frac{V \cdot d}{HI}$$

$\text{cm}^3/\text{coulomb}$ -ban kapjuk, ha a V Hall-feszültséget voltban, a H mágneses térerősséget oerstedben, az átfolyó áram I intenzitását amperben és a d lemezvastagságot cm -ben mérjük.

R értéke összetett félvezetők esetén a következő összefüggésben van a töltéshordozók számával és mozgékonyásával:³

$$R = \frac{-nb^2 + p}{(nb + p)^2} \cdot \frac{1}{e}$$

ahol

$$b = \frac{\mu_n}{\mu_p} = \frac{\text{negatív töltéshordozók mozgékonyága}}{\text{pozitív töltéshordozók mozgékonyága}}$$

és $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb. Szilícium esetén b értéke 3. Minthogy pozitív R -értéket mértünk, kell, hogy

$$-nb^2 + p > 0$$

legyen.

Mivel a megadott feltétel mellett $\frac{p}{n} = a$ választásától függ a pozitív és negatív töltéshordozók száma, szélsőértékszámítással kiszámítottuk azt az a értéket, amely mellett n -nek — pozitív R mellett — maximuma van.

Ez az a érték 21-nek adódott. p értéke

$$9n < p < \frac{1}{Re}$$

között változhat. A diódán végzett méréseink eredménye szerint azonban egynemű töltéshordozók esete nem lehetséges, ezért n és p értékét $a = 21$ érték alapján számoltuk.

A töltéshordozók mozgékonyága (μ_n ill. μ_p) a specifikus vezetőképesség segítségével határozható meg, ugyanis összetett félvezető esetén

$$\sigma = e \cdot (n\mu_n + p\mu_p).$$

Ha σ -t $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ -ben mérjük, a mozgékonyágot $\text{cm}^2 \cdot \text{volt}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1}$ -ben kapjuk. (Az általunk mért érték: $30 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$.)

² H. Torrey and Ch. A. Whitmer: Crystal Rectifiers 314. oldal és S. Tessner: Semi-Conducteurs électroniques et complex dérivés 49. oldal.

³ W. Shockley: Electrons and Holes in Semiconductors 8.8 fejezet.

A töltéshordozók szabad úthossza a mozgékonyassággal a következőképpen fejezhető ki:⁴

$$l = 0,57 \cdot 10^{-8} \cdot \mu \text{ cm}.$$

Méréseink szerint a Hall-feszültség nagysága formálás előtt és után 6 ill. 2 μV volt, $I = 2$ mA ill. 20 mA, $H = 1200$ oersted és $d = 0,1$ cm mellett. Ezekből R értéke: $R = 25 \text{ cm}^3/\text{coulomb}$ ill. $0,83 \text{ cm}^3/\text{coulomb}$. Ez azt jelenti, hogy R értéke aktiválás után 30-szorosára csökken. A többi paraméterek értéke: $n \approx 1,6 \cdot 10^{17}$ és $p \approx 3,4 \cdot 10^{18}$. Ha csak pozitív töltéshordozók lennének, $p \approx 7,5 \cdot 10^{18}$. Tiszta szilíciumnál 1 cm^3 -ben $5,1 \cdot 10^{22}$ atom van, így a 4%-os szennyezésnek — azonos atomnagyságot tételezve fel — $2 \cdot 10^{21}$ szennyező atom/ cm^3 felel meg, azaz kb. minden 1000 szennyező atomra jut egy töltéshordozó, vagyis az ionizált szennyezés 10^3 . A töltéshordozók mozgékonyága: $\mu_n = 150 \text{ cm}^2 \cdot \text{volt}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1}$, $\mu_p = 50 \text{ cm}^2 \cdot \text{volt}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1}$; szabad úthossza $l_n = 8,6 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$, $l_p = 2,9 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$.

A kapott elektromos tulajdonságok olyanok, hogy érdemesnek látszott megnézni, hogy a szilíciumból milyen kristálydióda, ill. trióda készíthető. Mindenekelőtt megállapítottuk, hogy a szilícium hasadási síkjainak felülete jobban formálható dióda céljára, mint a polírozott, mert az aszimmetrikus vezetés mértéke átlagban⁵ az eredeti 10 : 1-ről 1000 : 1-re emelkedik, míg polírozott felületnél csak 100 : 1-re. Ez a tény megfelelő az ólomszelenidnél nyert törvényszerűségnek.⁶)

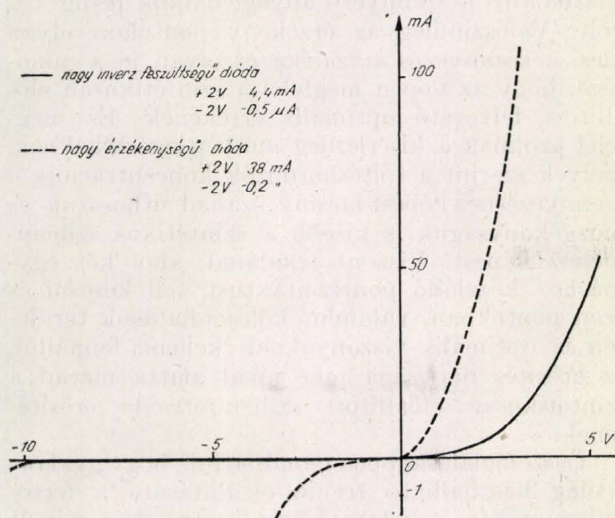
Részletesen megvizsgáltuk egy normáldióda, azaz polírozott felületű dióda karakterisztikáját. A dióda kb 1 mm vastagságú és 3 mm^2 felületű polírozott és formált szilíciumrétegből állt, amelyet rézlapra forrasztottunk, miután a forrasztáshoz rezet elektrolizáltunk rá. A 0,2 mm vastag wolframelektrodot először mechanikusan, majd elektrolitikusan políroztuk, végül behajtogattuk, hogy a szükséges rugalmassággal rendelkezzen. A pontszerű kontaktus nagysága kb. 5 μ átmérőjű volt. Az elemzést H. C. Torrey and Ch. A. Whitmer: Crystal Rectifiers 4.4 fejezete szerint végeztük és eredményünk szerint a logaritmikus karakterisztika meredeksége 3,7–6 V^{-1} , a dióda rétegellenállása 20–25 Ω -nak adódott. A normál-karakterisztikát és az egyenirányított váltóáramot oszcilloszkóppal is vizsgáltuk és lefényképeztük. A tipikus eredményeket természetes törési felületek esetén a mellékelt fényképek és grafikonok mutatják. Az 1. ábra áram- és feszültségméréssel felvett dióda-karakterisztika, a 2. ábra nagy

⁴ W. Shockley: Electrons and Holes in Semiconductors 8.8 fejezet.

⁵ Az „átlag” szó itt azt jelenti, hogy 4 mm^2 felületű törési darabon, ill. csiszolt felületen, legfeljebb 5 pernyi kereséssel megkaptuk a fenti értékeket, minden vizsgált példányon. Ha jobb értékeket akartunk, akkor a megfelelő pont keresési ideje megsokszorozódott.

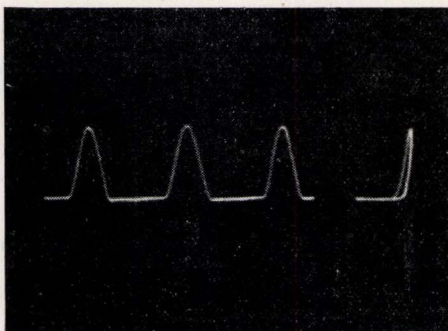
⁶ C. A. Hogarth: Proc. Phys. Soc. Sec. B 64 (1951) 822.

hiszterézisű, a 3. ábra pedig hiszterézismentes karakterisztika, amelyet az inverz csúcsfeszültség



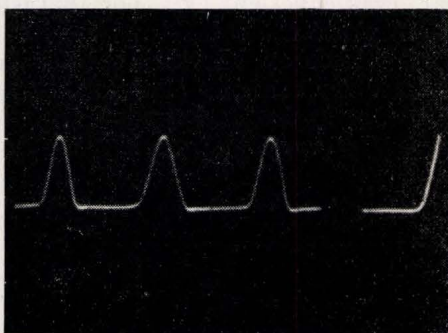
1. ábra

alkalmazásával kaptunk. A hiszterézis teljes eltüntetése legtöbbször nem sikerült.



2. ábra

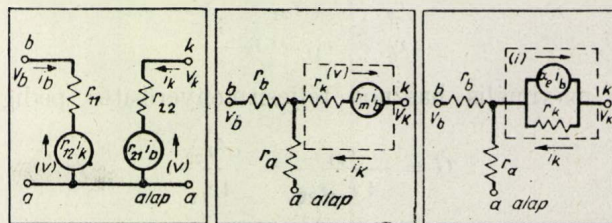
Ha szintétikus szilíciumfélvezetőből triódát állítunk elő, kicsi erősítést kapunk a germánium-



3. ábra

tranzisztorhoz képest. Még kisebb az erősítés, ha ferroszilíciumot használunk fel trióda készítéséhez. Kísérletképpen egy „A”-típusú tranzisztort építettünk ferroszilíciumból, felvettük a bemenő,

erősítő, visszacsatoló és kimenő karakterisztikáit, melyeknek meredekségét rendre r_{11} , r_{21} , r_{12} , r_{22} -vel jelöltük. Ennek értelmét a következőképpen kaphatjuk.⁷



$r_b = r_{11} - r_{12}$	$r_{11} = r_b + r_a$	$\alpha = -\left[\frac{\partial I_k}{\partial I_b}\right]_{V_k = C}$
$r_a = r_{12}$	$r_{12} = r_a$	$\alpha = r_{21} / r_{22}$
$r_k = r_{22} - r_{12}$	$r_{21} = r_m + r_a$	$\alpha_e = r_m / r_k$
$r_m = r_{21} - r_{12}$	$r_{22} = r_a + r_k$	$\alpha_e = \alpha + (\alpha - 1) \frac{r_a}{r_k}$

„A”-típusú tranzisztor.

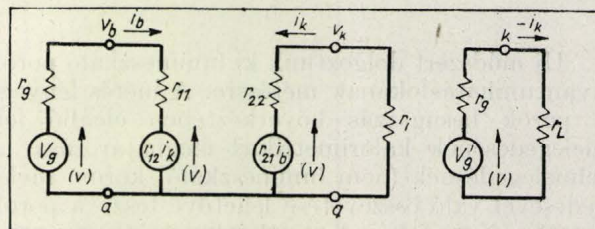
4. ábra

Ha a feszültséget, mint az áram függvényét fejezzük ki

$$V_b = f_1(I_b, I_k),$$

$$V_k = f_2(I_b, I_k),$$

akkor a kis v_b és v_k váltófeszültségeket, amelyeket kis i_b és i_k váltóáramok adnak, a következőképpen kapjuk (l. a 4. és 5. ábrát):



„A”-típusú tranzisztor, mint erősítő

5. ábra

$$v_b = \frac{\partial f_1}{\partial I_b} i_b + \frac{\partial f_1}{\partial I_k} i_k = r_{11} i_b + r_{12} i_k$$

$$v_k = \frac{\partial f_2}{\partial I_b} i_b + \frac{\partial f_2}{\partial I_k} i_k = r_{21} i_b + r_{22} i_k.$$

Az áramerősítésre jellemző:

$$\alpha = -\left[\frac{\partial I_k}{\partial I_b}\right]_{V_k} = \frac{r_{21}}{r_{22}}.$$

⁷ W. Shockley: Electrons and Holes in Semiconductors: 2.2 fejezet.

A feszültségerősítést megkapjuk, ha a bemenő és kimenő kört generátornak fogjuk fel a mellékelt ábra szerint. Jelöljük a generátorok feszültségét v_g ill. v'_g -vel, akkor a feszültségerősítés:

$$\frac{v'_g}{v_g} = \frac{r_{21}}{r_{11} + r_g};$$

a maximális hasznos teljesítményerősítés pedig

$$G = \frac{r_{21}^2}{4 r_{11} r_{22}} = \frac{\alpha^2 r_{22}}{4 r_{11}}.$$

A mi esetünkben:

$$r_{11} = 1,5 \cdot 10^4 \Omega, r_{21} = 4 \cdot 10^4 \Omega, r_{22} = 2 \cdot 10^4 \Omega,$$

így

$$\alpha = 2, \quad \frac{v'_g}{v_g} = 2,7 \quad G = 1,3 \text{ db.}$$

A kapott eredmények annak tulajdoníthatók, hogy a mi szilíciumötvözetünkben igen sokfajta szennyezés volt és ezeket nem egyenletes eloszlásban tartalmazta. Ezért van az, hogy a dióda egyes pontjai igen magas érzékenyséűek, mások kevésbé, sőt akadnak olyan pontok is, melyek aszimmetrikus vezetése »n« típusú félvezetést mutat. A nagykoncentrációjú dióda jó működése

is megmagyarázható, bár szintetikus félvezetőben általában csak 0,1-től 0,001%-os nagyságrendben használatos a szennyező anyag, nálunk pedig 4% volt. Valószínűleg az érzékeny pontokon olyan kicsi a szennyezés százaléka és olyan jó a minősége, hogy az éppen megfelel a szintetikusan előállított félvezető optimális értékének. Ez megfelel azoknak a kísérletileg mért átlagértékeknek, melyek szerint a töltéshordozók koncentrációja a szennyezéshez képest kicsiny, szabad úthosszuk és mozgékonyaságuk is kisebb a szintetikus szilíciuméhoz képest. Viszont triódánál, ahol két egymáshoz közelálló pontkontaktust kell keresni és ezen pontokban, valamint kölcsönhatásuk területén is optimális viszonyoknak kellene fennállni, az erősítés nagysága már jóval alatta marad a szintetikusan előállított szilíciumtrióda erősítésének.

Összefoglalásképpen mondhatjuk, hogy gyakorlatilag használható trióda előállítására a ferroszilícium nem sok lehetőséget nyújt, de a vázolt módon dióda előállítására alkalmasnak látszik. Továbbá, a fentiek szerint lehetségessé vált összetett félvezetők esetén a töltéshordozók minőségét és mennyiségének nagyságrendjét meghatározni.

Gombay Lajos és Láng János

Egyetemi Kísérleti Fizikai Intézet, Szeged

Lumineszkáló porok kvantumhatásfokának kalorimetrikus mérése

Új módszert dolgoztunk ki lumineszkáló porok kvantumhatásfokának mérésére. A mérés lényege a porok besugárzás következtében előálló felmelegedésének kalorimetrikus meghatározása. A felmelegedésnek (nem lumineszkáló) korom melegedésével való összevetése lehetővé teszi a porok kvantumhatásfokának meghatározását.

E módszer segítségével öt különböző por kvantumhatásfokát mértük meg. A mérés pontossága a hatásfokban kb. 3%.

A nagy Mn tartalmú willemitnél és a vassal szennyezett willemitnél e mérésekből meg lehetett állapítani, hogy ezeknél nem történik semmiféle esetleges infravörös lumineszkálás, hanem az elveszett energia a porokban, mint hő jelenik meg.

1. Bevezetés

A lumineszkálás hatásfoka, vagyis az energia-viszony a kisugárzott lumineszkáló fény és az elnyelt gerjesztő fény között egyrészt a gyakorlat számára értékmérőül, másrészt elméleti megfontolások alapjául szolgál. Ezért a hatásfok ismerete mind a lumineszkálás elméleti magyarázatánál, mind gyakorlati alkalmazásánál fontos.

Gyakorlatban sokszor megelégedünk a hatásfok relatív ismeretével, mikor is az egyforma színű porokat világítóképesség szempontjából mérjük össze. Ez azonban csak szükségyszerű megalkuvás, mivel a hatásfok abszolút értékének meghatározása nehéz. Pedig az azonos színű poroknál csak egyetlen egy por hatásfokának abszolút meghatározása lehetővé teszi az előbbi relatív adatokból az abszolút adatok egyszerű kiszámítását. Az abszolút adatoknak gyakorlati szempontból az az értéke, hogy láthatjuk belőlük, hogy mennyire vagyunk az elérhető maximális értékhez képest.

Elméleti szempontból az η hatásfok két tényező szorzatára bontható:

$$\eta = \eta_1 \eta_2 \quad 1.$$

η_1 onnan származik, hogy a lumineszkálásnál színátalakítás történik. Ezért, mivel a Stokes törvény szerint a lumineszkáló fény fotonjai hosszabb hullámhosszúak, mint a gerjesztés fotonjai, az

$$E_1 = h\nu_1; E_2 = h\nu_2 \quad (E_2 < E_1) \quad 2.$$

egyenletnek megfelelően kisebb energiataralmúak is:

$$\eta_1 = \frac{E_2}{E_1} = \frac{\nu_2}{\nu_1} \quad 3.$$

η_1 tehát abból az energiavesztésből származik, hogy gerjesztő foton kisebb energiájú fotonná alakul.

η_2 foglalja magába azt az energiavesztést, ami onnan származik, hogy nem minden egyes foton (kvantum) vált ki egy-egy alacsonyabb energiájú újabb foton (kvantumot). Tehát

$$\eta_2 = \frac{n_2}{n_1} \quad 4.$$

ahol n_2 a kibocsátott, n_1 a gerjesztésből elnyelt fotonok száma. Ezt az η_2 -t kvantumhatásfoknak hívjuk. Valóban:

$$\eta = \eta_1 \eta_2 = \frac{\nu_2}{\nu_1} \frac{n_2}{n_1} = \frac{h\nu_2 n_2}{h\nu_1 n_1} = \frac{F}{A} \quad 5.$$

a kibocsátott (F) és az elnyelt gerjesztő (A) energia aránya.

Az η_2 kvantumhatásfok lesz tehát valamely lumineszkáló anyagnál, (amelynél η_1 a fentiek szerint az anyagfajtára jellemző, a szín által meghatározott érték) az egyes gyártmányok jószágának abszolút fokmérője.

Mérőrendszerünk célja η_2 meghatározása. Ezt azáltal érjük el, hogy η_1 -et és η -t határozzuk meg és így:

$$\eta_2 = \frac{\eta}{\eta_1} \quad 6.$$

lesz.

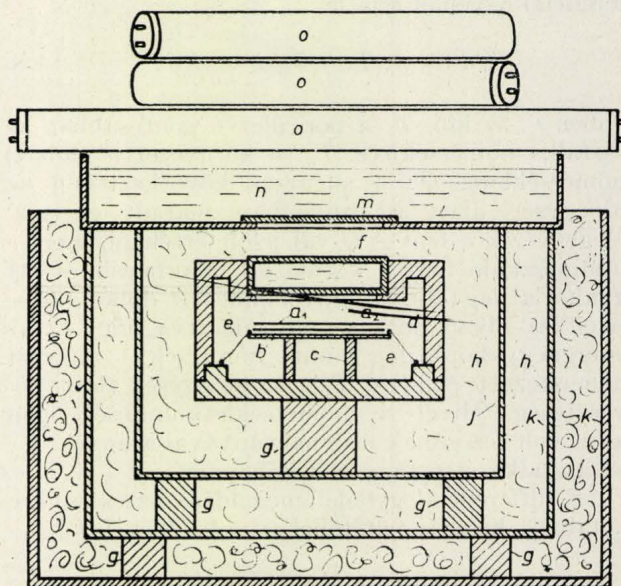
η_1 meghatározása egyszerű spektroszkópikus mérés. Meg kell határozni a gerjesztő fény és a világító fény frekvenciáját. Nálunk a gerjesztés 2537 Å-ös ibolyántúli fénnel történt, a világítás színének meghatározása pedig a spektrum felvételével történt meg. Mivel a világítás a vizsgált anyagoknál frekvenciában közel szimmetrikus sávokra bomlik, e sávok maximumának frekvenciájával (természetesen a spektroszkópikus méréssel meghatározott súllyal) számolhatunk.

η meghatározása az alább részletesen ismertetett kalorimetrikus módszerrel történt, mely elegendő pontossággal határozza meg ezt az abszolút hatásfokot.

2. A berendezés ismertetése

A mérés az 1. ábrán látható berendezéssel történt. Vastagfalú rézdobozban (d), parafahengeren (c) vörösrézlemez asztalka (b) áll. 40 db. a lemez és a doboz közé sorbakapcsolt thermoelem (e) a lemez és a doboz közti igen kis hőmérsékletkülönbséget méri. A thermoelemek réz-konstantánból készültek és a hegesztési helyeket piccinnel ragasztottuk a doboz falához és az asztalkához.

A piccinn képezte az elektromos szigetelést is. Adoboznak kvarc-küvetta ablaka (f) volt. Eküvetta vízzel volt megtöltve és légmentesen le volt zárva. Az asztalkán két tányérka (a_1 és a_2) volt egymás felett elhelyezve. Az egyikben volt a vizsgálandó lumineszkáló por, a másikban korom. A d doboz belülről be volt kormozva és a környezettől lehetőleg minél jobban hőszigetelve volt. A szigetelés két réteg vatta és egy réteg faforgács volt. A gerjesztést három darab egymás fölé helyezett germicid-lámpa szolgáltatta, amelynek fényéből az n vízsűrítővel szűrtük ki az infravörös sugárzást. Az m kvarcablakra helyezett üveglappal választottuk le a lámpák látható sugarait a 2537 Å-ös



1. ábra

sugárzástól. (Ezen üveglap levétele után a látható sugárzáson kívül most már a 2537 Å-ös sugarakat is megkapta az anyag). A thermoelemek szolgáltatta feszültséget 10^{-9} A/mm érzékenységgű, 84 Ohm belsőellenállású galvanométerrel mértük. 1 mm kitérés kb. 10^{-3}°C nagyságrendbe esett.

A gerjesztő 2537 Å-ös sugárzás intenzitását állandóan tartottuk a germicid-lámpákra adott feszültség kézi szabályozásával. A 2537 Å-ös sugárzás intenzitását olyan vörös szűrővel ellátott fényelemmel indikáltuk, melyet a 2537 Å-ös sugárzás által gerjesztett vörösen lumineszkáló anyag világított meg. A vörös színt azért választottuk, hogy a germicid-lámpa látható és a poron reflektált fénye ne zavarjon. A germicid-lámpa látható fényében elhanyagolhatóan kicsi u. i. a vörös szín intenzitása.

3. A mérési módszer

A lumineszkálás hatásfoka az 5. egyenlet szerint a lumineszkáló energia és az elnyelt gerjesztő energia hányadosa. A hatásfokot még egy másik módon is kifejezhetjük. Az elnyelt és a

kisugárzott energia közti különbség a lumineszkáló anyag melegítésére fordítódik. Ha ezt a különbséget Q -val jelöljük, akkor az $F = A - Q$ egyenletből a hatások:

$$\eta = \frac{A - Q}{A} = 1 - \frac{Q}{A} \quad 7.$$

Módszerünkkel a kaloriméter segítségével a $\frac{Q}{A}$ hányadost határoztuk meg. Ha alulra helyeztük

a kormot tartalmazó tányért és így a lumineszkáló port tartalmazót világítottuk meg állandó gerjesztéssel, akkor a melegedést a következő differenciál egyenlet írja le:

$$Q dt - \beta_1 (T - T_0) dt = K dT \quad 8.$$

ebben t : az idő, T : a por, illetve pontosabban az asztalka hőmérséklete. T_0 : a környezet (d doboz) hőmérséklete. Q : a sugárzás következtében az időegység alatt az anyagban maradt energia. Megegyezik a fent is Q -val jelölt értékkel, mert a lumineszkáló fény a kormozott falakra esik és ott gyakorlatilag teljesen elnyelődik. A d doboz hőkapacitása olyan nagyra volt választva, hogy ez az energia gyakorlatilag semmi hőmérsékletváltozást nem okozott. $\beta_1 (T - T_0)$: az időegység alatti hővesztés. Mivel a hőmérsékletkülönbség igen kicsi volt, ez annak első hatványával arányos. K : az asztalka és a tányérok hőkapacitása.

E differenciálegyenlet megoldása az esetünkre alkalmas kezdeti feltétellel ($t = 0$, $T = T_0$):

$$T - T_0 = \frac{Q}{\beta_1} \left(1 - e^{-\frac{\beta_1}{K} t} \right) \quad 9.$$

A $t = \infty$ -nél elért maximális melegedés:

$$M_1 = \frac{Q}{\beta_1} \quad 10.$$

A $-t$ együtthatója az exponenciálisban:

$$\varepsilon_1 = \frac{\beta_1}{K} \quad 11.$$

Első mérésünk a melegedési görbe felvétele volt és abból M_1 -t és ε_1 -t meghatároztuk.

Ezután a két tányérkát felcseréltük. Most a kormozott tányér került felülre és a kísérletet az előbbivel azonos intenzitású 2537 Å-ös sugárzásnál megismételtük.

Most a melegedést leíró differenciálegyenletünk:

$$\frac{A(1 - r_k)}{(1 - r_l)} dt - \beta_2 (T - T_0) dt = K dT \quad 12.$$

Ebben: $\beta_2 (T - T_0)$: az időegység alatti hővesztés. Mivel feltehetőleg a hővesztésekben különbséget jelent, hogy a két tányér helyzete

fel van cserélve, β_1 -től különböző β_2 -t vettünk

$\frac{A(1 - r_k)}{(1 - r_l)}$: a sugárzás által az időegység alatti

kapott hőmennyiség. r_k a korom, r_l az illető por ultraibolya reflexióképessége. Az előző esethez képest, ha ott az elnyelt ultraibolya energiát A -val jelöljük, a különböző reflexióképességek miatt az

$\frac{1 - r_k}{1 - r_l}$ tényezővel korrigálnunk kellett.

A reflektált ultraibolyasugarak is a kormozott falakon nyelődnek el, úgy, hogy ez az energia nem jut a porba. Ezért általában a rosszul reflektáló (2%) koromban tekintélyesen több ultraibolya fény abszorbeálódik, mint a jobban reflektáló (25%-ig!) porokban.

E differenciálegyenlet megoldása:

$$T - T_0 = \frac{A(1 - r_k)}{\beta_2(1 - r_l)} \left(1 - e^{-\frac{\beta_2}{K} t} \right) \quad 13.$$

Második mérésünkkel a melegedési görbéből

$$M_2 = \frac{A(1 - r_k)}{\beta_2(1 - r_l)} - t \quad 14.$$

$$\text{és } \varepsilon_2 = \frac{\beta_2}{K} - t \quad 15.$$

határoztuk meg.

Ezen adatokból:

$$\eta = 1 - \frac{Q}{A} = 1 - \frac{\varepsilon_1 M_1}{\varepsilon_2 M_2} \frac{1 - r_k}{1 - r_l} \quad 16.$$

Ha tehát r_k -t és r_l -t is megmérjük, megkapjuk a keresett hatásfokot. r_k , r_l és a később említett r megmérése az egyik előző közleményünkben ismertetett módon történt.¹

Az ebből az η -ból számítható

$$\eta_2 = \frac{\eta}{\eta_1} - t \quad 17.$$

látszólagos kvantumhatásfoknak nevezhetjük el. Ugyanakkora abszorbeált gerjesztő fénynél mérhető relatív világítóképessegek viszonyismái az η_2 -k viszonyának felel meg. Gyakorlatilag tehát ez a látszólagos kvantumhatásfok a lényeges. Az elméletileg érdekes valódi kvantumhatásfok (η_3) ugyanis további korrekcióval kapható csak meg. Az η_2 -be ugyanis még egy olyan energiavesztés is bele van számítva, amelyik a fényátalakítás után az illető anyagnak a (lumineszkáló) látható fényabszorpciója következtében állt elő. A keletkező lumineszkáló fény teljesen diffúz. Fele előre, fele hátra, az anyagba (az anyag rétegvastagsága mindenütt gyakorlatilag végtelennek tekinthető volt) irányul. A por belsejében keletkező fénynél az előírányuló fényből a por abszorbeálni fog. Az ultraibolya fényre azonban az abszorpciós

együttható annyival nagyobb, mint a látható fényre, hogy a világítás csak egy igen vékony (alig pár szemeséből álló) felületi rétegben keletkezik és feltehetjük, hogy az előre irányuló fény gyakorlatilag teljesen ki tud jutni. Hogy a hátrafelé irányuló látható fényből mennyi tud előre kijutni, azt a porra bocsátott, a por világítási színével megegyező színű látható fény reflexióképességéből (r) becsültük meg. Előrehalad a keletkezett fénynél a fele, míg a hátra induló fény mennyiségnek csak r -szerese jut ki előre. Tehát e korrekcióval:

$$\eta_2 = \frac{\eta_1}{\frac{r+1}{2}} \quad 18.$$

Ez utóbbi számítás természetesen nem egészen pontos. A legtöbb lumineszkáló pornál azonban r nagyon közel 1 lévén, e számításnál biztos, hogy a mérési pontosságnál kevesebbet tévedünk. Azon anyagoknál, ahol r kicsi (pl. kadmiumborát, nagy mangántartalmú willemit) e korrekció pontossága inkább kérdéses.

4. Mérési eredmények

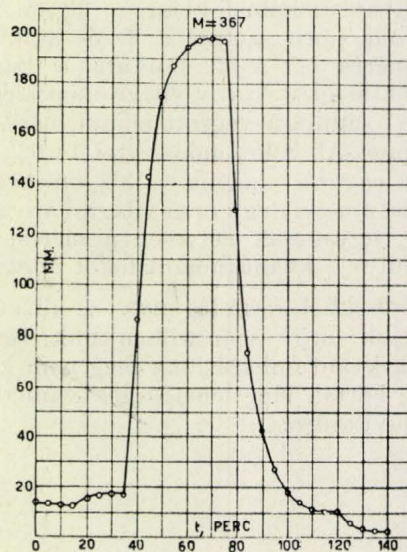
Öt különböző mintára végeztünk méréseket egyenlőre 2537 Å-ös gerjesztésnél. Ezek a következők voltak: 1, 0,22% Mn tartalmú willemit. 2, 5% Mn tartalmú willemit. 3, 0,1% Fe tartalmú willemit aktivátor nélkül. 4, Mn -al és Sb -mal aktivált halofoszfát. 5, Mn -al aktivált kadmiumborát.

A mérési eredményeket a következő táblázat foglalja össze: (ε_1 , M_1 , ε_2 és M_2) önkéntes egységekben van megadva, mert a számításhoz csak az arányukat kell felhasználnunk.

	Mintaszám							
	1			Átlag:	2	3	4	5
ε_1	1,18	1,20	1,19		1,18	1,20	1,12	1,16
M_1	258	389	367		577	463	234	382
ε_2	1,26	1,26	1,25		1,15	1,18	1,18	1,20
M_2	466	696	654		652	610	448	482
r_k	0,019	0,019	0,019		0,019	0,019	0,019	0,019
r_l	0,225	0,225	0,225		0,045	0,25	0,21	0,048
r	0,935	0,935	0,935		0,56	0,877	0,955	0,786
η	0,345	0,326	0,324		0,070	0,01	0,585	0,213
η_1	0,482	0,482	0,482		0,482	—	0,470	0,413
η_2	0,716	0,677	0,672	0,69	0,146	—	0,820	0,516
η_2	0,740	0,700	0,696	0,71 ± 0,03	0,187	—	0,843	0,577

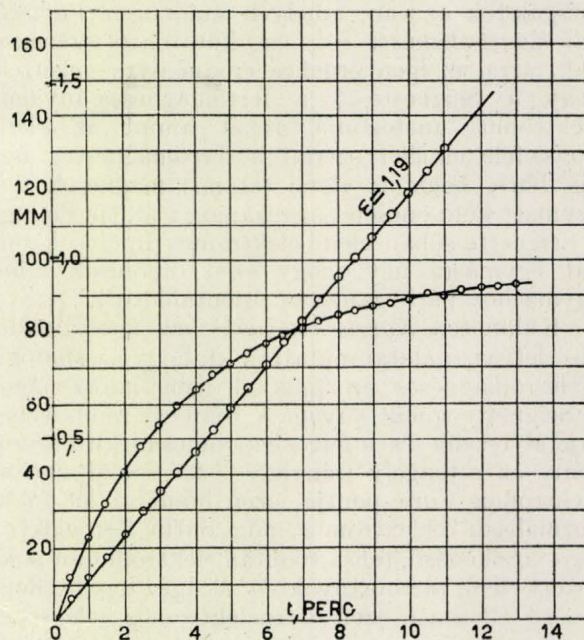
A 2. ábrán egy melegedési görbe felvételét láthatjuk. Először a kaloriméter le volt fedve. A kis melegedési üveglapon keresztül következett be (csak látható fényre); a nagyobb melegedést az üveglap eltávolítása után a 2537 Å-s sugárzás hozta létre

A 3. ábrán ε meghatározását láthatjuk. Megfelelő logaritmikus koordináta-rendszerben a melegedési görbe olyan egyenes, melynek iránytangense ε .



2. ábra

A mérési eredményekhez hozzá kell tennünk, hogy sem a willemit, sem a kadmiumborát nem a legjobban világító gyártmányunk volt. Ha ezen



3. ábra

mérések alapján meghatároztuk (az előzetesen ismert relatív világítóképességi arányokból) készletünkben a legjobban világító példányok η_2 kvantumhatásfokát, a legjobb willemitre 82,6%-ot kaptunk.

5. Az eredmények kiértékelése

Az 1. mintára a mérést háromszor végeztük el. A mérési eredmények szerint méréseink pontossága a kvantumhatásfokban $\pm 3\%$ -ra vehető.

Kontrollképpen szolgál a 2. és a 3. mintán végzett mérés is. A 2. mintára a látszólagos kvantumhatásfok a relatív világítóképességi mérések és az 1. mintára végzett előbbi mérés szerint $16,6\%$ lenne. Abszolút módszerrel $14,6\%$ -ot kaptunk. Az egyezés megint $\pm 3\%$ -on belül van. A 3. mérés, amelyik egy nem világító anyagon lett elvégezve, ugyancsak helyesen a mérési pontosságon belül 0% kvantumhatásfokot adott.

A mérésekből összefoglalva a következőket állapíthatjuk meg: sem willem-tünk, sem halofoszfátunk kvantumhatásfoka még nem közvetlenül 100% körüli. Még lehetőségek vannak tehát a porok javítására.

Felmerülhetne az a gondolat, hogy az *Fe* szennyezés, vagy esetleg az igen nagy *Mn* tartalom úgy csökkenti a világítóképességet, hogy a látható sugárzás mellett láthatatlan (távoli infravörös) konkurrens sugárzás keletkezik. Méréseink tanúsága szerint ez nem áll fenn. Mind *Fe* szennyezésnél, mind *Mn* tartalomnál a látható lumineszkáló sugárzása nem fordított energia teljes egészében a porban marad és mint hő jelenik meg.

Végül meg kell említenünk, hogy a mérési eljárásainkhoz az ötletet M. N. Alencev-től vettük, ki a lumineszkáló folyadékok kvantumhatásfokát mérte kalorimetrikus úton.²

Bodó Zoltán

Távközlési Kutató Intézet

IRODALOM

1. Z. Bodó: Acta Phys. Hung. 1 135. 1951.
2. M. N. Alencev: Journ. Exp. Teor. Fiziki 21. 133. (1951.)

Megjegyzések a ferroelektromos jelenségek elméletéhez

Legelőször Anderson figyelte meg, hogy a Seignette-sónak (nátrium-kálium-tartarát $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$) bizonyos hőmérsékleti tartományban rendkívül nagy, eddig más anyagnál nem észlelt dielektromos állandója van. További vizsgálatok azután, amelyek különösen Valasektól, Kourtschatovtól és más kutatóktól származnak, arra az igen érdekes eredményre vezettek, hogy a Seignette-só a ferromágneses anyagok elektromos analogonja, tehát amint az elemi Weiss-féle elmélet szerint a ferromágnesség úgy jön létre, hogy az elemi (atomi) mágnesek tere egymást kölcsönösen párhuzamosra állítja be, úgy a Seignette-sóban elemi elektromos dipólusok tere hat egymásra úgy, hogy ezen dipólusok mind egymáshoz párhuzamosan orientálódnak.

Különösen Kourtschatovnak¹ az igen gondos kísérleti vizsgálatait mutatták ki, hogy az analógia a ferromágneses anyagokkal igen messzemenő. A Seignette-sónak anyaga a rombos rendszerben kristályosodik és a ferroelektromosan kitüntetett irány az *a*-tengely iránya, $+25^\circ\text{C}$ -nál van az elektromos Curie-pontja, ezen hőmérséklet fölött normálisan dielektromos, míg alatta ferroelektromos viselkedésű, tehát spontán elektromosan polározott elemi tartományokból áll. Igaz ugyan, hogy -15°C alatt ezen ferroelektromos jelenségek ismét megszűnnek, de ez a tapasztalat nem cáfolata a mágneses analógiának, hanem másodlagos okai vannak. (A -15°C -t szokták a Seignette-só alsó Curie-pontjának nevezni.) Dielektromos szempontból egészen hasonlóan viselkednek a Seignette-sónak a $\text{Na}(\text{NH}_4)\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ -val képezett izomorf kristályai, avval a különbséggel, hogy ezen kristályok dielektromos polározottsága nem csökken ismét a hőmérséklettel (nincs alsó Curie-

pontjuk), tehát még tisztábban mutatják a ferromágneses jelenségek analógiáját. Hasonlóan sikerült kimutatni, hogy a Seignette-sónak és az említett anyagoknak a Curie-pontjukon fajhőanomáliájuk van, tehát ismét ugyanúgy, mint a ferromágneses anyagoknak, azonkívül elektromos Barkhausen-effektust is észleltek náluk és a hiszterézis-görbéjük felvétele is sikerült. A ferroelektromos testeknek az említett anyagokon kívül később még két más csoportja is ismeretessé vált, ezek egyike KH_2PO_4 és izomorfjai (mint a KH_2AsO_4 , KD_2PO_4 és a RbH_2PO_4), a másik pedig a BaTiO_3 és egyes analóg felépítésű vegyületek, mint a KNbO_3 , NaNbO_3 , KTaO_3 , NaTaO_3 , LaGaO_3 stb.² A Curie-hőmérséklet körül ezen anyagoknak természetesen igen nagy a dielektromos állandójuk, vagyis másképp kifejezve, ezen hőmérsékleten a dielektromos állandónak igen éles maximuma van. A Seignette-sónál azért két ilyen maximuma lép fel, míg a többi ferroelektromos anyagnál csak egy. A Curie-ponton fellépő fajhőanomáliára vonatkozólag még megjegyezzük, hogy a ferromágneses anyagoknál az átalakulás a Curie-hőmérsékleten egyik legtipikusabb esete a másodfajú átalakulásnak, ahol tehát nem lép fel latens hő (mint az elsőfajú átalakulásoknál, pl. olvadás, forrás, allotrop átalakulások stb.), hanem pusztán egy kisebb hőmérsékleti tartományra korlátozódó fajhőanomália. Kérdés már most, hogy ez a ferroelektromos testek Curie-hőmérsékletén hogyan van. Slater legalább is a KH_2PO_4 esetében arra következtetett, hogy itt az átalakulás elsőfajú. Más szerzők azt kétségbevetették és arra hivatkoztak, hogy az átalakulásnál fellépő járulékos hőenergia egy kis hőmérsékleti tartományra oszlik el. Kísérletileg t. i. nem mindig könnyű eldönteni, hogy vajjon

egy határozott hőmérsékleten lép-e fel latens hő (elsőfajú átalakulás), vagy pedig egy kis hőmérsékleti tartományban lép-e fel egy fajhőanómia (másodfajú átalakulás). *Shepard Roberts*³ legújabb igen gondos mérései azonban amellet szólnak, hogy a $BaTiO_3$ -nál az átalakulás a Curie-hőmérsékleten (128 °C) elsőfajú. A fellépő latenshő szerint legalább is $15 \frac{\text{Cal.}}{\text{Mol.}}$. A ferroelektromos

testek említett első csoportjában, amelyhez a Seignette-só is tartozik, azonkívül a KH_2PO_4 -nél és az izomorfjainál a ferroelektromos jelenségek felléptét elsősorban kétségtelenül a már meglévő dipólusok kölcsönhatása okozza és ezért legelőször ezen jelenségek elméletét hasonlítjuk össze a ferromágneses jelenségek elméletével.

Megemlítjük még, hogy a Seignette-sónál a legnagyobb valószínűség szerint hidrogénkötések okozzák a fellépő elektromos momentumokat. Az ilyen módon két O-atom közt kötött hidrogénatom a nem centrális helyzetét változtatni tudja, amennyiben vagy az egyik, vagy a másik O-atomhoz van közelebb és ezáltal két ellentétes irányú elektromos momentumot létesíthet. A KH_2PO_4 -ben is fellépnek hidrogénkötések, de itt nem ezek, hanem valószínűleg a H_2PO_4 -csoport létesíti az elektromos momentumot. (A hidrogénkötések momentuma kikompenzálódik). Amint ismeretes, a Langevin-Weiss-féle elmélet a ferromágneses anyagokban fellépő azt a jelenséget, hogy ezeknek minden elemi tartománya a telíttségig van mágnesezve, úgy magyarázza, hogy az elemi (atomi) mágnesek mágneses kölcsönhatása ezeket mind egymáshoz párhuzamosra állítja be. Az elmélet matematikai kidolgozása aztán arra az eredményre vezetett, hogy a ferromágneses jelenségek felléptét az

$$\frac{M}{M_\infty} = L(\alpha) = \coth \alpha - \frac{1}{\alpha} \quad (1)$$

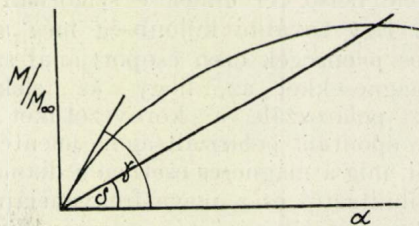
görbe (ahol $\alpha = \frac{\mu F}{kT}$)

$$\text{és az } \frac{M}{M_\infty} = \alpha \frac{kT}{\mu N M_\infty} - \frac{H}{N M_\infty} \quad (2)$$

egyenes metszéspontja határozza meg. (1. ábra) (1) és (2) képleteinkben M jelenti a térfogat-egység mágneses momentumát a kérdéses T hőmérsékleten, M_∞ a telítettségi mágneszettséget, μ egy elemi mágnes momentumát, H a külső mágneses térintenzitást, $F = H + NM$ a belső teret, ahol N a belső tér Lorentz-féle állandója, k a Boltzmann-féle állandót és T az abszolút hőmérsékletet.

A ferromágneses jelenségeket, amint ismeretes, a megadott egyenletek fenomenologikusan tényleg kifogástalanul leírják. Elméleti szempontból csak a belső tér konstansával volt baj. A Lorentz-elmélet szerint t. i. $N = 4\pi/3$ -nak kellene lennie. Igaz

ugyan, hogy a belső tér Lorentz-féle elméletének szigorú helyességéhez sok szó fér, de nagyság-



1. ábra

rendileg azért nem lehet helytelen. Másrészt a ferromágneses anyagok mért Curie-hőmérsékletéből az következne, hogy ez az állandó három nagyságrenddel nagyobb. Ez azonban teljes lehetetlenség. Ezen a paradoxonon a kvantummechanika felfedezése után *Heisenberg* segített, aki kimutatta, hogy az említett elemi mágneseket, amelyekről most már tudjuk, hogy ezek a ferromágneses anyagok le nem zárt $3d$ héjában lévő elektronok spinmágneses momentumai, nem a mágneses kölcsönhatásuk, hanem a Heitler-London féle kicserélődési integrálon alapuló kölcsönhatásuk állítja egymással párhuzamosra. Ez az integrál

$$I = \iint \psi_b^*(1) \psi_a^*(2) \left(\frac{1}{r_{ab}} - \frac{1}{r_{a2}} - \frac{1}{r_{b1}} + \frac{1}{r_{12}} \right) \cdot \psi_a(1) \psi_b(2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (3)$$

ahol a és b a két atommagot, míg 1 és 2 a körülötük keringő két elektront jelenti. Két hidrogénatom kémiai kötése létesülésénél ez az integrál negatív és ezért a spinek antiparallelek. Ha ellenben pozitív, akkor a spinek egymáshoz parallel állnak be, és ez okozza a ferromágneses jelenségek felléptét. A mágneses kölcsönhatás helyettesítése a kicserélődési kölcsönhatással magyarázza meg azt, hogy az eredeti Langevin-Weiss-féle elmélet miért bizonyult fenomenologikusan teljesen helyesnek. Az antiferromágneses és antiferroelektromos jelenségek közti analógiák tárgyalásánál még látni fogjuk, hogy ezt a Heisenberg-féle elméletet valószínűleg még tovább kell módosítani, amint az Zener elméleti vizsgálataiból következik.

A ferroelektromos anyagok azon említett csoportjánál, amelynél kétségkívül kész elektromos dipólusok beállása okozza a jelenséget, ez teljesen analóg módon történik, mint ahogyan azt a ferromágneses jelenségeknél a Langevin-Weiss elmélet írja le. Sőt itten a belső tér Lorentz-féle állandójának a nagyságrendje teljesen kielégítő, tehát az az érdekes jelenség áll elő, hogy a tulajdonképpen Langevin-Weiss-féle elmélet eredeti alakjában nem is azon jelenségekre áll fenn, amelyek megmagyarázására a szerzőik alkották, hanem egy azóta felfedezett jelenségcsoportra. Sőt tovább itt még egy nehézséget okoz az, hogy a belső tér konstansa túl nagy, eszerint pl. a víznek (tekintve elég nagy

elektromos dipólusát) is ferroelektromosnak kellene lennie. Ezt a paradoxont azonban könnyen megmagyarázza az, hogy amint említettük, a Lorentz-féle belső tér elmélete szigorúan aligha lesz igaz. Egy további különbség még a ferroelektromos jelenségek ezen csoportjánál szemben a ferromágnesekkel az, hogy az elektromos dipólusok polározzák a környezetüket és ez a fellépő spontán polarizáltságot jelentékenyen megnöveli, míg a mágneses esetben a diamágneses szuszceptibilitástól és a magasfrekvenciájú paramágneses polarizálhatóságtól származó indukált mágneses dipólusok nagysága a mágneses spinmomentumok nagyságához képest egész jelentéktelenül kicsiny és az utóbbi polarizálhatóság centrális térben el is tűnik.

Kétségek kívül lényegesen más viszonyoknak kell fellépniök a $BaTiO_3$ -nál és egyes analóg felépítésű vegyületeknél, amelyek szintén ferroelektromosak. A báriumtitanát t. i. egy a szabályos rendszerbe tartozó koordinációs rácsban kristályosodik, tehát teljességgel kizárt dolog, hogy ezen rácsban egy a térben irányát változtatni tudó, tehát majdnem szabad elektromos dipólus léphetne fel. Röntgenográfiai vizsgálatok szerint a $BaTiO_3$ rácsa az O_h tércsoportba tartozik, a Ba -ion tizenkét O -iontól van körülveve, a Ti -ion pedig hat O -iontól. Más-kép kifejezve a Ba -ion nyolc TiO_6 oktaéder veszi körül, amelyek a csúcspontjaikon érintkeznek. Azon közelítésben azonban, amelyben ionoknak egy véges rádiust lehet tulajdonítani, az következik, hogy a tizenkét O -ion által létesített üreg a Ba -ion részére túl kicsiny. Vagyis a Ba -ion széjjeltolja a környező O -ionokat, miáltal a TiO_6 -oktaéderek nagyobbak lesznek. Több szerző ezért a báriumtitanát anomális dielektromos viselkedését ezen körülménnyel hozza kapcsolatba. *Rushman és Strivens*⁴⁾ pl. felteszik, hogy a Ti^{4+} -ion energiájának nem akkor van minimuma, ha az említett oktaéderek középpontjában van, hanem egy ettől kissé eltolt helyzetben, tehát összesen hat energiaminimum lép fel. A rács szimmetriája ezáltal persze csökken. Ennek alapján tehát a ferroelektromos jelenségek felléptét úgy kellene elgondolni, hogy a Curie-hőmérséklet fölött a Ti -ionok ezen hat lehetséges helyzet közt állandóan változtatják a helyüket és így spontán polarizáció persze nem jöhet létre, míg ezen hőmérséklet alatt a köztük fellépő elektrosztatikus kölcsönhatás már elég erős arra, hogy a Ti -ionokat a hat lehetséges helyzet közt egymáshoz képest mind ugyanazon helyzetben tartsa, tehát fellép a spontán polározódás. Az egész posztulált jelenség tehát úgy írható le, hogy minden molekulához tartozik egy dipólus, amely ugyan nem vehet fel a térben bármely tetszőleges orientációt, de szabadon választhat a térben szimmetrikusan elosztott hat orientáció közt. Röntgenografikus mérések azonban arra az eredményre vezettek, hogy szobahőmérsékleten a Ti -ion eltolódása legfeljebb $0,1 \text{ \AA}$, és az ebből kiszámított spontán polarizáció túl kicsiny. Ezért igen valószínű, hogy az O -ionok polarizálhatósága is

szerepet játszik, amely éppen Ti -vegyületekben igen nagy. A rutilnak, amint ismeretes, igen nagy a dielektromos állandója és érdekes az itt tárgyalt kérdéssel kapcsolatban felemlíteni, hogy a BaO -é is feltűnően nagy. Ezek alapján tehát a fellépő spontán polározottság létrejöttét úgy kell elgondolni, hogy ámbár a Ti^{4+} -ionok nem központi helyzetéből származó elektromos momentumok kölcsönhatása ugyan nem elég nagy arra, hogy egymást be tudja állítani, de a Ti -ionok helyzete révén létesített dipólusok az igen erősen polarizálható környezetükben olyan nagy momentumokat indukálnak, hogy az ilyen úton felerősített dipólusok kölcsönhatása már létre tudja hozni az észlelt ferroelektromos jelenségeket. Van azonban a báriumtitanát ferroelektromos viselkedésének egy más elmélete is, amely a már említett körülményből indul ki, hogy úgy a rutilnak, mint BaO -nak feltűnően nagy a dielektromos állandója. Mivel pedig a $BaTiO_3$ -ban mindkét, az említett két kristályban fellépő ionscsoport előfordul, azért fel lehet tenni, hogy pusztán ezen nagy polarizálhatóságok kölcsönhatása elég erős arra, hogy a ferroelektromos jelenségeket létrehozza. Persze még az előbb tárgyalt elméletben is lehetséges, hogy a Ti -ion ugyan elmozdítható a centrális helyzetéből, de erre véges energiára van szükség. Ekkor ez a jelenség is, mint egy polarizálhatóság írható le és ezáltal a spontán polározottság fellépte ismét csak csupa elemi polarizálhatóság kölcsönhatására lesz visszavezetve. Bárhogy is legyenek ezek a viszonyok, egészen bizonyos, hogy a báriumtitanát és analogonjainál a polarizálhatóságok révén fellépő elektromos momentumok kölcsönhatása legalább is igen nagy szerepet játszik, vagy lehet, hogy egyedül felelős a ferroelektromos jelenségek létrejöttéért. A ferroelektromos anyagoknak ezen dolgozat első részében tárgyalt két csoportjánál, amelynél ugyan kétségek kívül a Langevin-Weiss-elméletnek elektromos esetre való átírása játssza a főszerepet, emellett, amint említettük, a polarizálhatóságok is szükségképpen szerepet játszanak, mivel ezek elektromos esetben sohasem hanyagolhatók el. Célunk azért a következőkben ezen polarizálhatóságok kölcsönhatása elméletének a tárgyalása.

Tekintsünk ezen célból először egy mindkét irányban végtelen atom- (vagy ion-) láncot, amelynek minden egyes tagjában egy \mathfrak{M} nagyságú elektromos momentum van a lánc irányával párhuzamosan indukálva. Minden ilyen polarizált atom akkor a lánc irányában $2\mathfrak{M}/R^3$ nagyságú elektromos teret létesít és ezért a lánc egy tagjának a helyén az

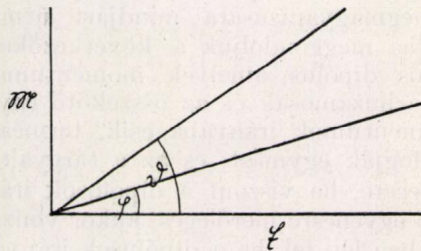
$$\mathfrak{E} = 2 \frac{2\mathfrak{M}}{r^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} = \frac{4,7616}{r^3} \mathfrak{M} \quad (4)$$

nagyságú elektromos térintenzitás lép fel. r itt két szomszédos elem egymástól való távolságát jelenti és a kettes faktor onnan származik, hogy az atomláncunk a feltevésünk szerint mindkét irányban végtelen.

Másrészt éppen ez a számított térintenzitás polarizálni fogja a lánc egyes atomjait. Legyen ezek polarizálhatósága α , akkor nyilván

$$\mathfrak{E} = \frac{1}{\alpha} \mathfrak{M}. \quad (5)$$

Úgy a (4), mint az (5) egyenleteinket egy síkbeli koordinátarendszerben, melynek abszcisszája \mathfrak{E} és ordinátája \mathfrak{M} egy egyenes ábrázolja. Jelöljük a (4) által definiált egyenesünknek az abszcisszával bezárt szögét φ -vel, míg az (5)-ét ϑ -val (2. ábra.)



2. ábra

akkor, ha a kérdéses atomláncunkat egy infintézimálisan kis elektromos térbe helyezzük, amelyet aztán ismét kikapcsolunk, két eset lehetséges. Ha $\vartheta < \varphi$, akkor a térintenzitás megszűntével a polarizáció is megszűnik, ez a normálisan dielektromos testek esete, ha viszont $\vartheta > \varphi$, akkor ha bármely kis térintenzitás hat a láncra, úgy \mathfrak{E} , mint \mathfrak{M} egymást minden határon túl erősíteni fogják. Ez a BaTiO_3 típusú ferroelektromos testek esete. Persze a valóságban a polarizáció azért nem nő minden határon túl; ennek egyrészt az az oka, hogy az (5)-ben szereplő lineáris összefüggés csak egy bizonyos térintenzitásig lehet helyes, azonkívül nagy polarizáció esetében már (4) sem lehet szigorúan igaz, mivel akkor már nem beszélhetünk az egyes diszkrét atomokban indukált momentumokról, mivel ezek elektronfelhői összefolynak.

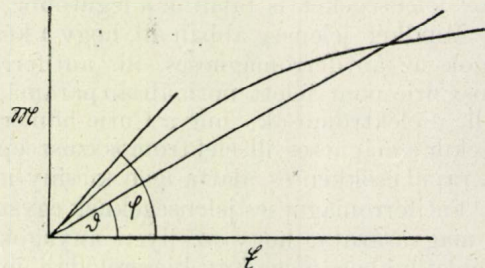
Bármilyen térintenzitás esetében azonban tekintetbe kell vennünk, hogy egy nem matematikai dipólus terére vonatkozólag a $2\mathfrak{M}/R^3$ képlet a sorbafejtésnek csak az első tagja és éppen a tárgyalt esetben nem lehet ezzel megelégedni, mert hiszen az atomok vagy ionok sugara és egymástól való távolsága azonos nagyságrendű. Ha tehát a dipólus terének a kiszámításánál a sorbafejtésnek még a következő tagját is figyelembe vesszük, akkor a következő képletet kapjuk:

$$E = \frac{e}{\left(R - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{e}{\left(R + \frac{l}{2}\right)^2} = \frac{2el}{R^3} + \frac{el^3}{R^5} = \frac{2\mathfrak{M}}{R^3} + \frac{e^{-2}\mathfrak{M}^3}{R^5}. \quad (6)$$

Ezen összefüggés tekintetbevételével (4) képletünk a következőbe megy át:

$$\mathfrak{E} = \frac{4,7616}{r^3} \mathfrak{M} + \frac{2}{r^5} \mathfrak{M}^3 e^{-2} \quad (7)$$

A korrekciós tagnál már csak a közvetlen szomszédok hatását vettük tekintetbe. (7) egyenletünk az említett koordinátarendszerünkben egy alulról nézve konkáv görbe egyenlete (3. ábra). Szigorúan véve, még azt is tekintetbe kellene vennünk, hogy a polarizáció számításánál tulajdonképpen nem is a kérdéses ion középpontjában fellépő térintenzitás a döntő, hanem a szélein fellépő, mivel ezek a leg-



3. ábra

deformálhatóbbak; nem kívánjuk azonban a levezetett képleteinket ezen korrekció tekintetbevételével még bonyolultabbá tenni, és ezért csak azt jegyezzük meg, hogy ezáltal a görbénk még konkávabb lenne. Ha most a (7) görbe az origóban vett érintőjének az abszcisszával bezárt szögét jelöljük φ -vel, akkor ha $\vartheta > \varphi$ lényegileg a már előbb tárgyalt esettel van dolgunk, ha azonban $\vartheta < \varphi$ még akkor is fellépnek ferroelektromos jelenségek, azon tartományban, amely az (5) egyenes és a (7) görbe metszéspontján túl fekszik.

Mindezideig pusztán a lineáris láncról beszéltünk, míg a valóságban persze egy háromdimenziós kristállyal van dolgunk. Ezen körülmény tekintetbevételével azonban csak azt eredményezné, hogy (7)-ben a numerikus együttható értéke változik, ettől eltekintve levezetéseink mind érvényesek maradnak.

Látjuk tehát, hogy a ferroelektromos testek egyik csoportjánál az elektromos jelenségekre átirított (1) és (2) (Langevin-Weiss-féle) egyenletek által leírt jelenségek játsszák a főszerepet, míg a másik csoportnál (a BaTiO_3 és analogonjainál) az (5) és (7) egyenletek által leírt jelenség. Kétségtelenül azonban az első csoportba tartozó anyagoknál is szerepet játszik ez az utóbbi effektus, míg a báriumtitanátnál is feltehető, hogy egy elektromos momentum beállása is fellép, amint ezt már tárgyaltuk és ezért itt is bizonyos szerepe lehet a Langevin-Weiss-elméletnek.

Érdekes még kiemelni, hogy az (1) és (2) egyenletek által leírt jelenségnél is egy egyenes és egy görbe metszéspontja a döntő, ez határozza meg a fellépő spontán elektromos polarizáltságot, míg az (5) és (7) egyenletek által leírt jelenségnél ugyancsak egy egyenes és egy görbe metszéspontja játssza a főszerepet, de a spontán polarizáltság az ez után következő tartományban lép fel.

Tehát a Seignette-sónál, a KH_2PO_4 -nél és analagonjaiknál az (1) és (2) egyenletek írják le a ferroelektromos viselkedést, amihez mint korrekció járul az (5) és (7) egyenletek által leírt jelenség. Fordítva a báriumtitanát és analagonjainál az (5) és (7) egyenletek által jellemzett spontán polarizáció a ferroelektromos viselkedés oka, amihez mint korrekció még az (1) és (2) által leírt jelenség járulhat.

Végül még néhány szót kell szólnunk arról, hogy az újabb időben felfedezett antiferromágneses jelenségekkel formálisan analóg antiferroelektromos jelenségeket is találtak a legutóbbi években.⁵ Mindkét jelenség abban áll, hogy a kérdéses anyagok az antiferromágneses, ill. antiferroelektromos Curie-pont felett normálisan paramágnesesek, ill. dielektromosak, míg a Curie-hőmérséklet elérésekor a mágneses, ill. elektromos szuszceptibilitásuk rapid csökken és alatta igen kicsiny marad.

Az antiferromágneses jelenségeknek egyszerűen az a magyarázata, hogy az ilyen anyagoknál a (3) képletünkben megadott kicserélődési integrál nem pozitív, mint a ferromágneses anyagoknál, hanem negatív, ugyanúgy, mint két H -atom kölcsönhatásánál a H_2 -molekula képződésekor. (Persze sokkal kisebb.) Ennek folytán két szomszédos atomnál a mágneses viselkedésért felelős elektronok spinje egymással ellentett és csak a dupla távolságra lévő atomoké párhuzamos stb. A röntgenografikusan mért rácsállandó ezáltal persze nem változik, mivel a röntgenszórás nem függ a spinek orientációjától, a neutronsugarak szórása segítségével mért legkisebb távolság azonban dupla nagyságúnak adódik, mivel ezen szórásnál éppen a spinmágnesek beállása a döntő. Vagyis a neutronsugarakkal szemben a kérdéses antiferromágneses anyag úgy viselkedik, mintha két dupla rácsállandójú, de egymástól különböző rács egymásbatolásából állna. Ez egyben a legsebbe kísérleti bizonyítéka annak, hogy az antiferromágnesség említett elmélete tényleg helyes. Sőt, legújabb időben, különösen Zener⁶ vizsgálatai révén felmerült az a gondolat, hogy tulajdonképpen csakis antiferromágneses jelenségek léteznek, vagyis hogy az említett (3) integrál értéke mindig negatív és a ferromágneses jelenségek úgy jönnek létre, hogy egy ferromágneses atom $3d$ héjában lévő elektron a szabad atomban is fellépő kicserélődési integrállal lép kölcsönhatásba egy vezetési elektronnal és ez aztán ugyanúgy egy másik ferromágneses atom $3d$ héjában lévő elektron spinjével. Vagyis a látszólag pozitív kicserélődési kölcsönhatás valójában így két lépésben jön csak létre. Ezen felfogás mellett szól kétségtelenül az, hogy a ferromágneses anyagok kivétel nélkül mind fémek, tehát az említett vezetési elektronok tényleg jelen vannak, míg az antiferromágneses anyagok nem. Érdekes még megemlíteni, hogy ezen elmélet sze-

rint lehetséges, hogy a magnetit (Fe_3O_4) is tulajdonképpen antiferromágneses, de az említett két különböző spinorientációjú rácsban lévő vasatomok száma nem egyenlő és ezért nem rontják egészen le egymás hatását és ez okozza ezen ásvány ferromágneses viselkedését. Kétségtelen azonban, hogy ezen esetben nem lehet arról szó, hogy az egymásnak fenomenologikusan megfelelő mágneses és elektromos jelenség elmélete is analóg legyen, mivel ilyen negatív kicserélődési integrálnak megfelelő előjelű kölcsönhatás elektromos esetben nem létezik. Az antiferroelektromos jelenségek keletkezési módja tehát kétségtelenül más és ennek megmagyarázására mindjárt útmutatást kapunk, ha meggondoljuk a következőket: két elektromos dipólus, amelyek momentumai egymással párhuzamosak és az összekötő egyenesük ezen momentumok irányába esik, természetesen vonzani fogják egymást, és az a tárgyalt atomláncunk esete, ha viszont a dipólusok iránya az összekötő egyenesre merőleges, akkor vonzás csak azon esetben lép fel, ha a dipólusok iránya ellentett. Ha tehát egy anyagféleséget olyan láncokból építünk fel, amelyeknél a szomszédos láncok egymáshoz képest pl. egy fél rácsállandónyi távolsággal el vannak a hosszirányukban tolva, akkor mindezen láncokban fellépő polározás iránya egymással párhuzamos lesz és az anyag ferroelektromos, ha azonban ezen láncok egymáshoz képest nem vagy csak kevésbé vannak eltolva, akkor az energia úgy lesz minimális, ha a szomszédos láncok polározási iránya egymással ellentett, ez tehát az antiferroelektromos testek esete. Láthatjuk tehát, hogy az antiferromágnesség és az antiferroelektromosság létrejöttének fizikailag teljesen különböző okai vannak és a két jelenség pusztán csak külső megjelenésében analóg egymással.

Neugebauer Tibor

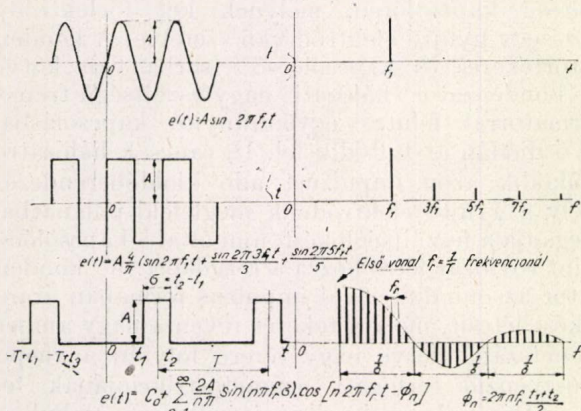
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Fizikai Intézete

IRODALOM.

1. I. V. Kourtschatov: Le champ moléculaire dans les dielectriques. Actualités scientifiques et industrielles. No. 338. Paris. Hermann et Cie, 1936.
2. H. Baumgartner, F. Jona und W. Känzig: Seignetteelektrizität. Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. Bd. XXIII. Berlin—Göttingen—Heidelberg, 1950. S. 235. A régebbi erre a kérdésre vonatkozó irodalom itt össze van állítva.
3. Shepard Roberts, Phys. Rev. 85. 925 (1952). Ld. még R. W. Schmidt: Phys. Rev. 85, 1 (1952).
4. D. F. Rushman és M. A. Strivens: Trans. Farad. Soc. 42 A, 231 (1946); A. F. Devonshire: Phil. Mag. 40, 1040 (1949) és 42, 1065 (1951); J. C. Slater: Phys. Rev. 78, 748 (1950) és R. Roberts: Phys. Rev. 76, 1215 (1949).
5. M. H. Cohen, Phys. Rev. 84, 369 (1951); Yutaka Takagi, Phys. Rev. 85, 315 (1952).
6. C. Zener, Phys. Rev. 81, 440 (1951).

Térfogati magnetostrikción alapuló ultrahang kulatások

Ultrahang-rezgések elektromos úton való előállítására jelenleg 3 mód jön számításba: magnetostrikciós, elektrostrikciós és piezoelektromos hatáson alapuló módszer, melyek közös jellemzője, hogy kimondott rezonanciás frekvenciával működnek. H. H. Rust¹ 1951-ben térfogati magnetostrikción alapuló új módszert alkalmazott, mely impulzus módszerrel dolgozik és nincs kimondott rezonanciás frekvenciája, hanem sűrű vonalú és széles frekvencia spektrummal bír. Lásd 1. ábrát ahol összehasonlítással egy sinus rezgés frekvencia spektruma is fel van tüntetve.



1. ábra

Amint tudjuk, a ferromágneses anyagoknak az a jellemző tulajdonsága, hogy állandó mágneses momentummal rendelkeznek. 4 ferromágneses elem van. Ezek: vas, kobalt, nikkel és gadolinium. A ferromágnesesség nem magának az atomnak tulajdonsága. Így pl. gázalakú vasvegyületben mint vaspentakarbonil, vagy folyadékállapotban levő vassó oldatban, a vas nem mutatja a ferromágnesesség jelenségét. A ferromágnesesség igen nagy számú atomhalmaznak és pedig szabályos kristályrácsban összeállott anyagnak *en bloc*, vagyis a kristályos szilárd testnek a tulajdonsága. Tudjuk azt is, hogy a ferromágnesesség oka az atom egyes belső elektron héjában fellépő kiegyenlítetlen spin-nek jelenléte, melyeket kicserélődési hatások parallel állítanak be (a kicserélődési integrál pozitív) egy bizonyos tartományon (domain) belül. Szükséges feltétel még, hogy a kiegyenlítetlen héj átmérője és a szomszédos atomok távolsága között megszabott arány álljon fenn (Bethe-féle görbe). Eppen mivel a ferromágnesesség a jelzett elemekből álló kristályos szilárd testek tulajdonsága a mechanikai igénybevétel a mágnesező erő H , és a temperatura mellett egyenrangú tényező, mely a ferromágneses tulajdonságokat befolyásolja. Ebből folyik, hogy miután a mágneses anyag megváltoztatja alakját a mágnesezés hatására, ami a magnetostrikció jelensége, meg fogja változtatni mágneses tulaj-

donságait, ha mechanikai igénybevétel alá vesszük. Ha az igénybevételi és magnetostrikciós változások kicsinyek, és reverzibilisek, a thermodynamika 2. főtételeből levezethető a köv. összefüggés a B indukció, σ igénybevétel (húzó vagy nyomó feszültség) és az l hosszúságnak a mágnesező térerő H hatására történő változása között:

$$\frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial H} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial B}{\partial \sigma}$$

Látjuk, hogy ha a magnetostrikció $\frac{\Delta l}{l} = \lambda$

pozitív és növekszik a térerő hatására, akkor a mágnesezés a húzás hatására nőni fog, és fordítva.

A magnetostrikciós jelenségeknél 3 okot kell megkülönböztetni, melyek a mágnesezésnél hosszilletőleg térfogatváltozást okoznak. Ezek a spontán rácsstorulás, kényszerített magnetostrikció és az alakeffektus. A spontán rácsstorulás a Curie pont alatti hőfoknál együtt lép fel a spontán mágnesezéssel. Ezen spontán rácsstorulás külső mező jelenléte nélkül a feszültségmentes ráciban is jelen van és a spontán mágnesezés irányától függ. Ez megváltozik, ha a külső mező elforgatja a mágneses vektorokat. Ezen megváltozást mint magnetostrikciót figyelhetjük meg. A longitudinális magnetostrikciónak ez a fő oka, mert a térfogati magnetostrikció ekkor még elhanyagolhatóan magasabbrendű kicsi mennyiség. Ugyanis a hosszirányra merőlegesen fellépő keresztirányú magnetostrikció ellenkezőértelmű, ami kiegyenlíti a hosszirányú magnetostrikciót és így térfogatváltozás nem mutatkozik.

A második effektus, a kényszerített magnetostrikció, azon rácsstorulás, melyet külső, nagyobb térerő hoz létre és ekkor minden irányban egyenletes kontrakció v. dilatáció lép fel, mely mélyen a Curie-pont alatti hőfokoknál nagyjából lineárisan változik a térerővel és nincs telítése. A hosszirányú magnetostrikciónál azért figyelhető meg telítés, mivel a kényszerített magnetostrikció, mint említettük, igen kicsi a hossz változásához képest. Pontos mérésekkel a telítési állapotban is meg lehet a hossz effektusnál is a lineáris változást állapítani, melynek meredeksége egy harmada a térfogati effektusmeredekségének (2. ábra).

$$V = l^3$$

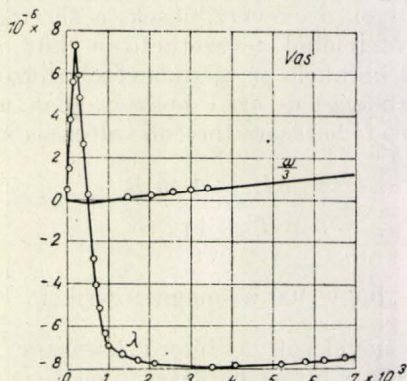
$$\frac{\Delta V}{\Delta l} = 3l^2$$

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{3l^2 \Delta l}{l^3} = 3 \frac{\Delta l}{l}$$

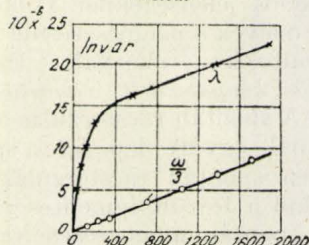
tehát

$$\omega = 3\lambda.$$

A harmadik oka a magnetostrikciónak az *alakeffektus*, mely nem függ az atom és a rács tulajdonságától hanem a test külső alakjától. Ezen effektus kezdő térerőknél mutatkozik, és az $\omega =$

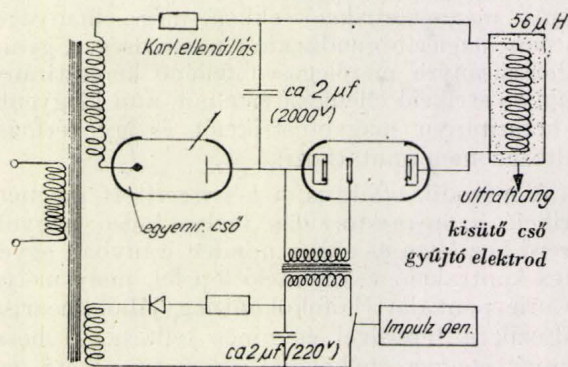


Hossz és térfogati magnetostrikció vasnál
Térerő H (Oersted)
M. Korneczkí

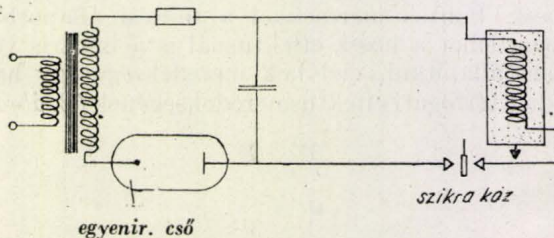


H. Nagaoka és K. Honda

Hossz és térfogati magnetostrikció 36% Ni-Fe ötvözetnél
2. ábra



H. H. Rust félé térfog. magnetostr. ultrah. adó



Módosított kapcsolás
3. ábra

$= f(H)$ ábrázoló görbe mint kis parabola H négyzetével arányos és csak a kompresszió modulus szerepel mint anyagi állandó. Második

ábránkon mely vasra, és 36%-os $Ni-Fe$ ötvözetre vonatkozik, láthatjuk a hossz és térfogati magnetostrikciót a térerő függvényében feltüntetve. Jól látható, hogy nagy térerőknél, ha egy harmadát vesszük a térfogati magnetostrikciónak az iránytangensek megegyeznek.

Ezek után térjünk rá Rust vizsgálatára. Berendezésének elvi vázlatát a 3. ábra tünteti fel. Lényeges része egy rezgőkör, melynek önindukciója egy tekercs, melyet dipolmentes szigetelő folyadékban szuszpendált igen finom eloszlású ferromágneses karbonil-vaspor vesz körül. Önindukciója cca $56 \mu H$. A rezgőkör második eleme egy cca $2 \mu F$ rendű kondenzátor nagyfeszültségű szigeteléssel. A rezgőkör harmadik eleme gáz-töltésű kapcsolócső, melynek két főelektrodja közé egy gyújtó elektród van szerelve. A kondenzátortekercs és kapcsolócső sorba van kötve. A kondenzátor hálózati nagyfeszültségű transzformátorral félutas egyenirányító kapcsolásban levő diódán át töltődik fel. Ugyancsak hálózatról működik azon impulzust adó kioldóberendezés, mely a gyújtó elektródnak megfelelő pillanathban megadja a feszültséglökést, ami által a kapcsolócső mint rövidzár létre hozza a rezgőkört. A kondenzátor az önindukcióval impulzus formában áramlökést létesít, mely a tekercs révén a nagy áramerősségű és illetve nagy térerő folytán a vaspor szuszpenzió térfogati magnetostrikciójának felhasználásával mechanikai impulzussá alakul. A folyamatos mechanikai impulzusok a tekercsrendszer egyik oldalán, mely igen vékony rézlemezzel van borítva, mint ultrahang-rezgések a tetszőleges környezetbe kisugározhatók. Rust ferromágneses anyagnak karbonil-vasport használt. Legjobb eredményt »EN« jelű anyaggal ért el.

Megállapítjuk, hogy a fent leírt berendezés nagy fogyasztása miatt (cca 9KVA) és a szikra üzem miatt összehasonlítva a mostani elektronikus berendezésekkel, bizonyos értelemben túlhaladott állapotnak tekinthető és csak mint kezdő lépésnek vehető a térfogati magnetostrikciónak ultrahang-gerjesztésre szolgáló berendezések szerkesztése terén. Elvileg ezen berendezést mi is megvalósítottuk, azzal a különbséggel, hogy kisütő cső helyett elektron csövet használtunk, mely az impulzus működésére az egyik szikrafelet rövidre zárja és ezáltal a második szikrafélben átütés következik be. Ezen módosítást a 3. ábrában feltüntettük.

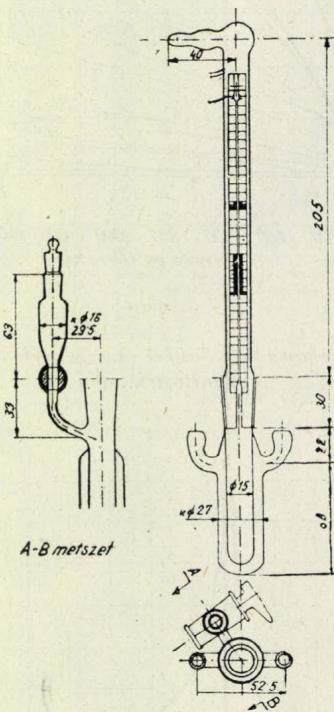
Kutatásunk irányát nem arra vettük, hogy egy hasonló szikraközzel működő berendezést létesítsünk, nem is tekintve hogy karbonil-vaspor külföldi anyag, mely nem szerezhető be, vagy legalább is nem áll rendelkezésre tetszés szerint. Úgy láttuk, hogy egy megfelelő kisebb fogyasztású és tisztán elektronikus berendezés létesítésének kulcsfontja a megfelelő, lényegesen jobb magnetostrikcióval bíró ferromágneses anyag kérdése. Kutatásunk súlypontját tehát az anyagvizsgálati

irányra fektettük. Első lépésként egy *magneto-dilatometert* létesítettünk, mely a 4. ábrában látható, azon célból, hogy a térfogati magnetostrikciós effektust kimutassuk és az anyagokat ezen irányban vizsgáljuk vele. A magnetodilatometer két részből áll. Egy alsó kettős falú hengerből melyben 10 cm^3 ismert súlyú ferromágneses anyag szuszpenziója tárolható. Szigetelő folyadéknak egyelőre széntetrakloridot használunk. Külső köpeny izoláció vagy esetleg hűtés miatt szükséges. A dilatometer másik része a mérő kapilláris, mely becsiszolt üveg dugós részével illeszthető az alsó edénybe. A ferromágneses szuszpenzió felé metilén-kékkel vagy újabban eozinnal megfestett desztillált vizet rétegezzünk, oly módon, hogy légbuborékmentesen töltsse ki a teret és tetszőleges nivóra álljon be a kapillárisban. A nivó gyors beállítására szolgál az alsó edényben levő becsiszolt üveg dugóval ellátott tároló rész mely a víztérbe torkollik, továbbá a kapilláris cső tetején levő szívócsőtoldat. Miután a széntetraklorid fajsúlya nagyobb mint a vízé, a két folyadék nem keveredik és nem is oldódik egymásba. Mérésre 4°C -ra lehűtött vizet használunk. Az így összeszerelt dilatometer egy tekercsbe állítható be, mely 1600 menettel bír és 10 Amper mellett több mint 2000 Oe térerőt lehet vele előállítani. Ezen berendezéssel kimutattuk a térfogati magnetostrikció jelenségét egy ismeretlen jelzésű karbonil-vasporra, továbbá újabban gyárból beszerzett »TH« jelű karbonilvasporra. Ez utóbbira 2400 Oe térerő mellett $228 \cdot 10^{-6}$ magnetostrikciót mértünk. A magnetostrikció előjele negatív volt. Ezen mérőberendezésen kívül egy újabb rendszerű kerül megvalósításra, mely elvileg hasonló az előbbihez, de a szuszpenzió és mérőfolyadék egy cellofán hártával van elválasztva egymástól és így módon tetszőleges mérőfolyadék alkalmazható, melynek nem kell alkalmazkodnia a szigetelő anyag fajsúlyához, amellet a ferromágneses anyag teljesen védve van a mérőfolyadék befolyásától.

A ferromágneses anyagok technológiája 60 éves multra tekinthet vissza. Ezen idő alatt óriási fejlődés történt, hogy főképp az elektrotechnikai kívánalmaknak megfelelően minél jobb anyagok álljanak elő. Így permanens mágnesek, dinamó lemezek és rádió hradótechnikának megfelelő anyagok. Ezekre nézve a fejlesztés szempontja a kezdő permeabilitás, minél magasabb telítési indukció, örvényáram veszteség, elektromos ellenállás, koercitív erő és remanencia megfelelő értékeinek minél előnyösebb elérése volt a cél. Mindig a megfelelő rendeltetésű anyag szempontjából. A magnetostrikció általában mint káros jelenség szerepelt és mellérendelt jelentőségű volt, úgy hogy általában kevés adat áll rendelkezésre, ami van az is főképp a longitudinális magnetostrikcióra vonatkozik. Azonkívül a felalálható adatok mind polykristályos tömör anyagokra vonatkoznak, míg a mi esetünkben a szigetelő folyadékba beágyazott ferromágneses por igen apró szemcsenagyságú,

mint *egy kristályok* halmaza tekinthető. Ezekre nézve a térfogati magnetostrikcióra, úgy szólna semmi adatunk nincs. Tekintettel arra hogy az ultrahang-gerjesztés ezen újabb módszere nagy előnyökkel bír, kívánatos, hogy a ferromágneses anyagok szempontjából fennálló nagy űr mielőbb megszűnjön. Itt említjük meg, Kersten elméleti úton nyert összefüggését, mely a kezdő permeabilitásra vonatkozik

$$\mu_0 = \frac{0,018 (B - H)_{\text{Sat}}^2}{\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\text{Sat}} \delta i}$$

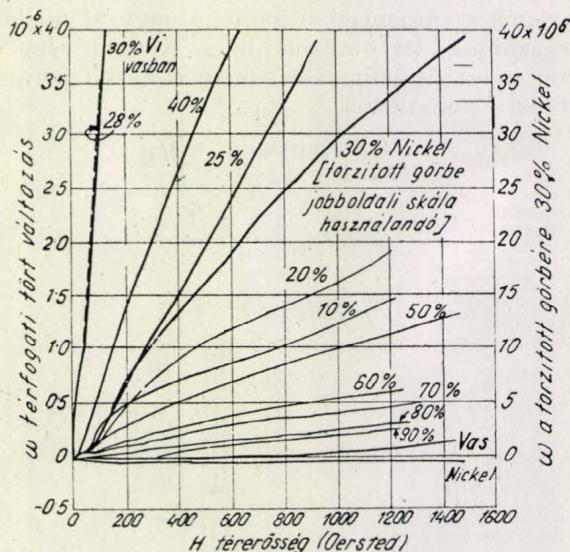


4. ábra

ahol $\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\text{Sat}}$ a magnetostrikciónak telítésnél mért értéke, δi a belső feszültségek átlagos értéke. Eszerint a nagy kezdő permeabilitás akkor érhető el, többek között, ha a lineáris magnetostrikció kicsi. Kitűnő példája ennek 78-as permalloy, melynek magnetostrikciója zérus. Ennek megfelelően kiugróan nagy a kezdő permeabilitása. A jelzett kutatási terület igen nagy terjedelmű és 3 irányba terveztük a program lebonyolítását.

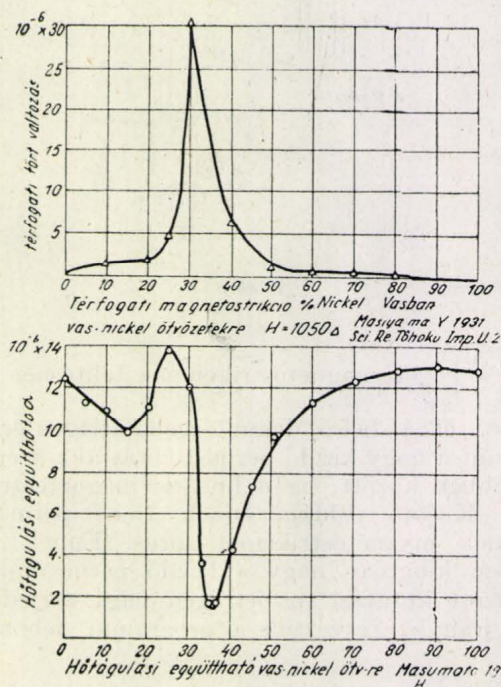
I. A magnetostrikció szempontjából is jól átkutatott vas, nikkelt, biner ötvözeteket szemeltük ki először vizsgálat tárgyává. Az 5. és 6. ábrákon bemutatjuk a térfogati magnetostrikcióra vonatkozó régebbi kutatások eredményeit. Különösen érdekes, a 30% nikkelnél levő óriási kiugrás. Mint már említettük, a megfelelő polykristályos tömör anyagra vonatkoznak, holott mi igen kis

szemeséjű egykristály halmazokkal akarunk foglalkozni. Érdekes összetételalkozása az ultrahang kívánalmának és az újabban kifejlesztett finom por technikának, ezen eset.



5. ábra

Néhány Vas-Nikkel ötvözet térfogat magnetostríkiója

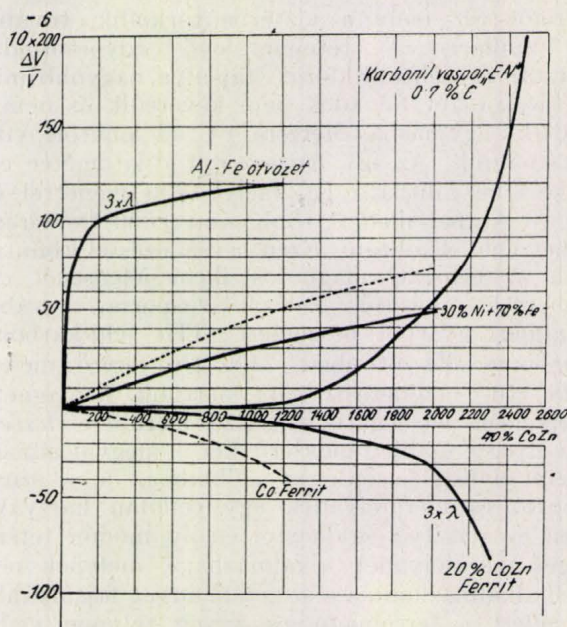


6. ábra

Ezen finom porra vonatkozó kutatások részben elméletiek, részben kísérletiek, mind a koeritív erőre vonatkoznak, továbbá, mint említettük, minél hatásosabb permanens mágnesek elérése céljából történtek. Guillaud², Néel^{1,4}, Akulov,

Frenkel és Dorfman⁷, Gottschalk, Stoner és Wohlfarth⁸, Kittel⁵ és Weil⁶). A magnetostríkió szempontjából is felhasználhatók egyes figyelemre méltó eredmények. Az előállított kristályszemcsék mindössze 200–300 Å nagyságrendűek ami 100 rácsálladónak felel meg egy kristályszemcsénél. Mivel a kristályszemcsék nagyságrendje éppen a Weiss-féle tartományoknak felel meg a kristályok maguk a Weiss-féle tartományok. Ennek megfelelően elmarad a mágnesezés szokásos lefolyása. Nincs Barkhausen-effektus. A mágnesezés lefolyása az egyes tartományokban csak a spontán mágnesezés vektorának a térerő irányába való forgásából áll.

Figyelembe véve mindezen tapasztalatokat, kutatási programunk a Ni-Fe ötvözetekre nézve az, hogy keressük a legnagyobb térfogati magnetostríkióval bíró ötvözet előállításának feltételeit.



Különböző anyagok összehasonlító diagramja térf. m. str. szempontból.

7. ábra

Először eldöntendő, hogy ezen Weiss-féle tartományméretű egykristály porok mutatják-e az 5. ábrában feltüntetett nagy kiugrást, 30% Ni ötvözetnél és annak környezetében térfogati magnetostríkióra nézve. Ha igen, milyen minimális kristályszemcse nagyságánál szűnik meg és hogy függ a kristályszemcse nagyságától. Megvizsgálendő különösen a Fe_3Ni vegyület, továbbá a 36% nikkel tartalmú Invar-ötvözet. Tanulmányozni kívánjuk, hogy az $\alpha - \gamma$ átalakulási hőfok hiszterézise megszűnik-e. Figyelembe kell venni továbbá az ötvözetek összetétele szerint változó Curie-hőfokokat is.

II. Vizsgálati sorozat fémvegyületekre terjed ki. Így különösen érdekesek a mangán egyes ferromágneses vegyületei Bi, Sb, As, Sn-nél stb.

Azonkívül a vas és alumínium vegyületek fontosak.

III. $MO Fe_2 O_3$ spinel szerkezetű ferritek közül a kobalt tartalmú anyagok mutatnak nagy magnetostrikciót. (Az M helyébe más fém helyettesíthető be, így pl. kobalt.) A 7. ábrában összefoglaló diagrammot mutatunk be, ahol egyes anyagok magnetostrikciós görbéi vannak feltüntetve, részben polykristályokra mért értékek, részben várható és becsült értékek apró szemcséjű halmazokra. Fel van tüntetve továbbá a Rust által közölt vaskarbonil anyagra vonatkozó diagramm. Becslésünk ezen összdiagrammból az, hogy kb. 1000 Oe-del kisebb térerőnél megfogjuk kapni azt a térfogati magnetostrikciót amit vaskarbonillal nagy térerőnél meg lehetett kapni. Ez természetesen azt jelenti, hogy lényegesen kisebb fogyasztású és valószínűleg tisztán elektronikus berendezések létesíthetők. Természetesen ezen becsülésünket nem tudjuk számításal alátámasztani mert úgy elméletileg, mint kísérletileg teljesen hiányos a ferromágnesességnek ez a tere. Azonban az előzőekben vázolt jelenségek feljogosítanak erre az optimizmusra.

Az I. sorozat vizsgálatánál előállítottuk az alapanyagokat: Bemutatjuk a két anyag mintáját és pedig a vasformiátot nagykristályszerkezetű (fehér) és mikrokristályszerkezetű változatban (szürke). Bemutatjuk továbbá a 30% nikkel tartalmú izomorf kristálykeveréket. Közöljük továbbá, hogy 160 grammos tételekben különböző kristály-

keverékek vannak előállítva. Bár, mint említettük, ezen vizsgálatok célja, és erre alkalmas új ultrahang berendezések kidolgozása adott, mégis a ferromágnesesség lényegét és fizikáját igen mélyen érdeklő kérdések vetődnek fel és remélhetőleg új szempontokkal és adatokkal járulhatunk majd ezekhez.

Lengyel Béla

Központi Fizikai Kutató Intézet

IRODALOM

1. Rust, H. H., Z. f. angew. Physik 3/1951. 1. Heft Ultrahangkeltés térfogati magnetostrikcióval.
2. Guillaud, C., Thesis 1943 Strassbourg 1—129
3. Néel, L., Compt. Rend. 1947, 224, 1488-90. Kis-szemcséjű, kockaalakú ferromágneses anyagok tulajdonságai.
4. Néel, L., Compt. Rend, 1947, 224 1550—1. Hc. ferromágneses poroknál anisotrop részecskékké.
5. Kittel, C., Phys. Rev. 1946, 70 965—71. Ferromágneses domainek szerkezetének elmélete.
6. Weil, L., Nemzetközi pormetallurgiai nap. Graz, Juli, 1948, 1017. Finoman elosztott ferromágneses anyagok speciális sajátosságai.
7. Frenkel, I. és Dorfman, J. Nature 1930, 126, 274—5. Spontán és indukált mágnesezés ferromágneses kristályokban.
8. Stohner, E. C. és Wohlfarth, E. P., Trans. Roy. Soc. (London) 1948. A 249, 599—644. A mágnesezés mechanizmusa heterogén ötvözetekben.
9. Becker, R. és Döring, W., Ferromagnetizmus. Julius Springer, 1939.
10. N. Ju. Balsin: Porkohászat (Tyehnyika, metodika himiceszkovo eksperimenta v skolje).

Röntgen és nagysebességű elektronsugarak koherens szóródása atomokon. Az atomalakifaktor.

Röntgen és elektronsugarak szóródásának meghatározására szolgáló elméleti számítások egyik legfontosabb tényezője az atomalakifaktor.

Röviden össze akarjuk foglalni azokat a módszereket, melyekkel eddig az atomalakifaktorokat meghatározták és rá akarunk mutatni arra, hogy hogyan lehet az eddig legpontosabbnak ismert atomalakifaktorokat, melyeket a »self consistent field« módszer segítségével meghatározott sűrűségre támaszkodva számítottak ki, olyan elemekre általánosítani, melyekre hasonló számítások még nem ismeretesek.

Az atomalakifaktort a szóró atom elektroneloszlása határozza meg. Ha ϱ -val jelöljük a szóró atom vagy ion (továbbiakban atom) elektronsűrűségét, akkor az atomalakifaktor, gömbszimmetrikus elektroneloszlást tételezve fel, a

$$F = 4\pi \int_0^{\infty} \varrho(r) \frac{\sin \kappa r}{\kappa r} r^2 dr; \quad \kappa = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\vartheta}{2} \quad (1)$$

képlettel határozható meg. Így az atomalakifaktor meghatározására lényegében annyi mód-

szert ismerünk, ahány módszer az atomok elektroneloszlásának meghatározására ismeretes. λ a Röntgen-sugár hullámhossza és ϑ a szórási szög, r pedig az atommagtól mért távolság.

Atomok és ionok elektroneloszlásának meghatározását a legkönnyebben a statisztikus atomelmélet Thomas—Fermi módszerével végezhetjük el, mert az összes atomok és ionok elektroneloszlásának meghatározása két a rendszámtól és az ionizáció fokától független tabellázott függvényre vezethető vissza. Tekintve, hogy az atomalakifaktor értéke legjelentősebben az atom elektronjainak a maghoz közeledő részekben való eloszlásától függ és az atom belső részein a Thomas—Fermi módszerrel számított eloszlás igen jól átlagolja a valódi elektroneloszlást, így jó sikerrel használható különösen nehezebb atomok esetében az atomalakifaktor meghatározására.

Bragg és West, Debye és Bewilogua számoltak a Thomas—Fermi módszerrel számított elektroneloszlás alapján atomalakifaktorokat. A Thomas—Fermi elméletben használatos $x = r/\mu$ változót bevezetve ($\mu = 0,8853 a_0/Z^{1/3}$) és a

$$\varrho = \frac{Z}{4\pi\mu^3} \left(\frac{\varphi(x)}{x} \right)^{3/2}$$

sűrűségeloszlást (1)-be helyettesítve nyerjük, hogy

$$\frac{F}{Z} = \int_0^\infty \varphi^{3/2} x^{1/2} \frac{\sin \kappa\mu x}{\kappa\mu x} dx \quad (2)$$

az u. n. redukált atomalakfaktor a

$$\kappa\mu = \frac{0,8853 a_0}{Z^{1/3}} \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\vartheta}{2} \quad (3)$$

menynységnek a rendszámától független függvénye. $\varphi(x)$ a Thomas—Fermi egyenlet semleges atomokra ill. ionokra vonatkozó megoldása, a_0 a legkisebb Bohr-féle elektrópályasugár a H-atomban. A módszer egyik igen nagy előnye, hogy az összes semleges atomok atomalakfaktorainak meghatározása egy univerzális függvény meghatározására vezethető vissza, mivel $\varphi_0(x)$, a Thomas—Fermi egyenlet semleges atomokra vonatkozó megoldása a rendszámától független, univerzális függvény. Így semleges atomra a számítások könnyen keresztülvihetők.

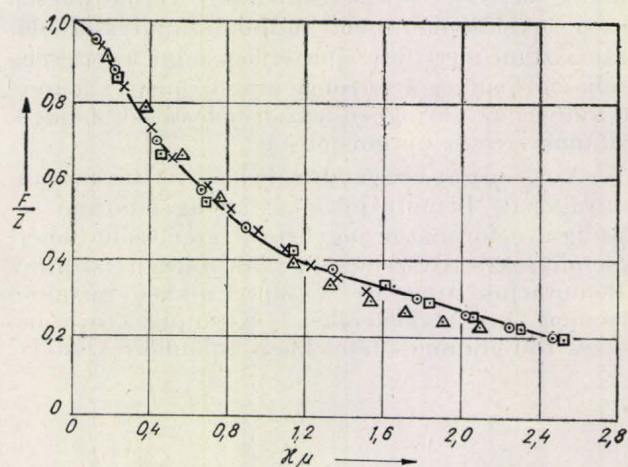
Ionokra és semleges atomokra vonatkozólag is Szőkefalvy—Nagy végzett számításokat, melyhez a Jensen által a statisztikus variációs módszerrel meghatározott elektroneloszlásokat használta fel. Pauling és Shermann szintén számítottak atomalakfaktorokat; ők az atom sűrűségeloszlását az egyes elektronok sajátfüggvényeinek segítségével építették fel, melyeket hidrogén-szerűeknek választottak megfelelő árnyékolási állandókkal.

Az előzőknél lényegesen pontosabb elektroneloszlások azok, melyeket a »self consistent field« módszerrel számítottak. Így ezen számításokkal egyidőben merült fel annak szükségessége, hogy az atomalakfaktorok meghatározását is ezen elektroneloszlások alapján végezzék el. Többek között James és Brindley voltak azok, akik az ide vonatkozó számításokat elvégezték s számításaik szerint, bár a statisztikus elektroneloszlás alapján számítottól általában nem túl nagy eltérés adódott, mégis az eltérés egyes helyeken az 5%-ot is eléri s így feltétlenül tekintetbe kell venni.

»Self consistent field« számítások azonban csak aránylag kevés elemre ismeretesek s így James és Brindley is szükségesnek találták, hogy egy interpolációs eljárást dolgozzanak ki, mellyel oly atomok és ionok atomalakfaktorát is meghatározassák, melyekre a sűrűségeloszlás nem ismeretes.

Az interpolációs eljárás lényege a következő: egy atom teljes elektronsűrűsége az egyes elektronok sűrűségeinek összege. Ezt tekintetbe véve (1) szerint az atom alakfaktora is az egyes elektronok alakfaktorának összegeként állítható elő. Az egyes elektronok alakfaktorai azonban *próbálgatással*

olyan koordinátarendszerbe transzformálhatók, ahol azok univerzális lefutást mutatnak s így a transzformáló paramétert interpolálva megkapható a kiválasztott elektron hozzájárulása a teljes atomalakfaktorhoz. Az eljárást minden elektronnal végrehajtva a teljes atomalakfaktor meghatározható. A módszernek egy igen lényeges hiányossága azonban az, hogy az interpoláció kellő biztonsággal csak akkor hajtható végre, ha olyan rendszámokat vizsgálunk, melyek környezetében több »self consistent field« módszerrel végzett számítás már ismeretes. Lényegesen korlátozza az interpoláció alkalmazhatóságát az a tény, hogy kevés olyan elemre végeztek a »self consistent field« módszerrel számításokat, melyeknél a nagyobb főkvantumszámú állapotok is be vannak töltve úgy, hogy ezeknek interpolációja bizonytalan.



1. ábra

A »self consistent field« módszerrel számított atomalakfaktorok univerzális koordinátarendszerben
□ Ar, ○ Cl, ▲ Zn, × Hg

Ezek után nyilvánvaló annak a szükségessége, hogy a »self consistent field« módszerrel számított atomalakfaktorok általánosítására, azok más rendszámú elemekre való transzformációjára, konzekvens eljárást dolgozzunk ki.

Legyen egy semleges Z rendszámú atom potenciálja

$$V = \frac{Z_p e}{r} \quad (4)$$

ahol $Z_p e$ az atom effektív magtöltése természetesen még az r helykoordináta függvénye; e az elemi töltés. A Thomas—Fermi elmélet $\varphi_0(x)$ függvénye igen szoros összefüggésben van Z_p -vel ugyanis, mint könnyen kimutatható

$$\varphi_0(x) = \frac{Z_p(x)}{Z} \quad (5)$$

az u. n. redukált effektív magtöltést írja le, ha a helykoordinátát a Thomas—Fermi elmélet atomról-atomra változó $\mu = 0,8853 a_0/Z^{1/3}$ egy-

ségében mérjük. Mint a statisztikus atomelméletből ismeretes $\varphi_0(x)$ az összes elemekre ugyanaz, tehát a rendszámától független. Mint egy előző dolgozatában a szerző megmutatta Z_p/Z a hullámmechanikai »self consistent field« módszer kicserélődés nélküli közelítésében is univerzálisnak tekinthető, ha az x koordinátát vezetjük be.

Felhasználva a gömbszimmetrikus sűrűségeloszlásra vonatkozó

$$\frac{1}{r} \frac{d^2 Z_p}{dr^2} = 4\pi\rho \quad (6)$$

Poisson-egyenletet, parciális integrálások után a redukált atomalakfaktorra nyerjük

$$\frac{F}{Z} = 1 - \int_0^\infty \frac{Z_p(x)}{Z} \sin \kappa\mu x d(\kappa\mu x). \quad (7)$$

A (7) alak nyilvánvalóvá teszi, hogy a »self consistent field« módszerrel meghatározott atomalakfaktorok is jó közelítéssel $\kappa\mu$ univerzális függvényének tekinthetők. Az 1. ábrán néhány elem redukált atomalakfaktorát mutatjuk be ebben az univerzális koordinátarendszerben. $\kappa\mu$ kifejezését felhasználva az ismeretes atomalakfaktorokból transzformációval azon elemekre is nyerhetünk atomalakfaktorokat, melyekre a »self consistent field« módszerrel még nem végeztek számításokat. A transzformáció természetesen annál jobb eredményre vezet, minél kisebb a transzformációban szereplő elemek rendszámai között a különbség. Szembetűnő az ábrán, hogy az atom-

alakfaktorok oly egymástól távol fekvő elemek esetében, mint a Hg és Ar is nagymértékben meg-egyeznek. A Zn atomnál a külső részen tapasztalható aránylag nagyobb eltérés az Ar és Cl atomok atomalakfaktoraitól az elektronszerkezeti különbségre vezethető vissza. Az előbbi lezárt d héjjal, míg az utóbbiak lezárt ill. egy elektron hiánnyal rendelkező (s , p) héjjal rendelkeznek. A Zn atom alakfaktorához hasonló viselkedés nyomai a Hg -nál is kimutathatók. A transzformációnál az itt említett sajátságok is figyelembe vehetők.

Végül említsük meg, hogy az 1. ábrán látható függvények analitikus alakkal is közelíthetők s így pl. az (s , p) lezárt héjjal vagy ehhez hasonló elektronszerkezettel rendelkező atomok atomalakfaktorai számára a

$$\frac{F}{Z} = \frac{1}{1 + 2,901 (\kappa\mu)^2 - 2,050 (\kappa\mu)^3 + 0,459 (\kappa\mu)^4}$$

formula adható meg, mely a számítottól maximálisan 2%-al tér el.

A transzformáció ionok atomalakfaktorának meghatározására is felhasználható, itt csupán egy kissé bonyolultabb feladat előtt állunk, mert a transzformáció nem az azonos töltésű ionok között hajtható végre, hanem az azonos ionizációs fokú ionok — tehát melyekre $q = (Z - N)/Z$ mennyiség egyezik meg — atomalakfaktorai hozhatók egymással kapcsolatba.

Gáspár Rezső

Műszaki Egyetem Fizikai Intézete, Budapest

Fluoreszcens jelenségek

Jelen előadásban azon vizsgálatok eredményéről szeretnék beszámolni, melyekkel egyes szilárd testek lumineszkálási jelenségeit értelmezni lehet. A következő megfontolásokra tegyük mindig fel, hogy a lumineszkáló anyag nem fotokonduktív, tehát a gerjesztés abszorpciója nem eredményez szabad töltéshordozókat, a folyamat egyetlen egy iónon (illetőleg centrumon) belül játszódik le.

Ha feltételezzük, hogy az alap- és a gerjesztett állapot potenciális energiájának változását ismerjük egy alkalmasan választott konfigurációs koordináta függvényében, akkor a világítás mechanizmusa a következő lesz:

PQ : abszorpció,

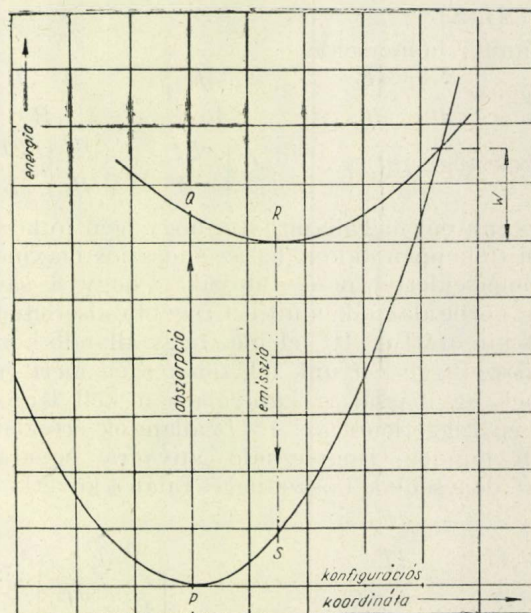
QR : gerjesztett centrum minimális energiájú állapotába kerül vibrációs kvantumok kisérgázásával,

RS : emisszió,

SP : az alapállapotban levő centrum a legmélyebb energiaállapotát veszi fel, vibrációs kvantumok kiadásával.

Ez a modell már igen régi, fluoreszcens anyagokra először Mott és Seitz alkalmazták. Részletes számítást először Williams végzett 1950-ben.

$KCl \cdot Tl$ esetében feltette, hogy a világító centrum a K^+ -t izomorfán helyettesítő Tl^+ , amely alap-



1. ábra

állapotában 1S_0 , gerjesztett állapotában 3P_1 , konfigurációja. Numerikus számolással meghatározta a két potenciálgörbét egy pontos konfigurációs koordináta (a Tl -mal szomszédos Cl eltávolodása a K -mal szomszédos Cl -hoz képest) függvényében. A spektrumokat ennek alapján úgy állapította meg, hogy feltette, hogy x -ben, mint atomi koordinátában az állapotok Boltzmann-féle eloszlást mutatnak, tehát egy ΔE energiájú átmenet valószínűsége, amely éppen ezen helyen a spektrum intenzitásának mértéke,

$$P(\Delta E) = \text{Const.} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \cdot \frac{dx}{d(\Delta E)}$$

Williams ezen számításai a szobahőmérsékleten a tapasztalattal jó egyezést adtak, semmi másra azonban nem terjedtek ki.

Jelen előadásban éppen ezen kérdés megfordításával szeretnék foglalkozni: mi módon lehet a spektrumok ismeretében a potenciálgörbék alakját meghatározni, vagy, ha még több adat áll rendelkezésre, lehetséges-e a lumineszcens spektrumok között általános összefüggéseket találni, amelyben a modell állandói nem szerepelnek?

Mi a számításainkat azon egyszerűsítő feltevéseink alapján végezzük, amely alapján véve is plauzibilis és amelyet ezenkívül Williams számításai is teljes mértékben igazoltak: a lumineszcencia szempontjából számításba vehető környezetben az alap- és gerjesztett állapot potenciálgörbéi másodfokú paraboláknak tekinthetők. Megfelelő koordináta transzformációval a következő alakú potenciálgörbéket vettük fel: alapállapot: Ax^2 , gerjesztett állapot $Bx^2 + Cx + D$.

A fenti összefüggések alapján megállapítható, hogy

	abszorpcióban	emisszióban
maximum helye:	D	$D - \frac{C^2}{4B^2} (A + B)$
$(A), (E)$		
maximum hőmérséklet-függése $\frac{dA}{dT}, \frac{dE}{dT}$:	$\frac{A-B}{A} k$	$\frac{A-B}{B} k$
sávszélesség: $\beta(1/e)$	$C \sqrt{\frac{kT}{A}}$	$\frac{AC}{B} \sqrt{\frac{kT}{B}}$

Ezenkívül megállapítható, hogy igen jó közelítéssel (főképpen akkor, ha az emissziós maximum a hőmérséklettel nem változik), hogy a sávok Gauss görbe alakúak, mint ezt régebbi kísérleteinkkel is kimutattuk. Itt jelenleg négy állandó között hat összefüggést írtunk fel, tehát ezen mért értékeknek egymással is kapcsolatban kell lenniök, teljesen függetlenül az $A-D$ állandók értékeitől, tehát minden fluoreszkáló anyagra egyaránt. A legérdekesebb két összefüggés talán a következő:

$$\frac{dA}{dT} = \frac{\frac{dE}{dT}}{k + \frac{dE}{dT}} \quad \beta_a = \beta_e \left(\frac{k}{k + \frac{dE}{dT}} \right)^{3/2}$$

Az első azt mondja, hogy az abszorpció maximum eltolódása meghatározza az emissziós maximum eltolódását és azt is kimondja, hogy mindkettő egyirányban tolódik. A második összefüggés azt állítja, hogy hőmérséklettől függetlenül az emissziós és abszorpció sávszélesség viszonya állandó. Ilyen összefüggéseket még többet is lehetne vezetni, a lényeg az, hogy ezek kísérlettel közvetlenül igazolhatók.

Ez a tárgyalásmód azonban nem teljesen kielégítő, mert az energiaeloszlást klasszikusan tárgyalja. A helyes tárgyaláshoz feltétlenül a lineáris oszcillátor (mert a potenciálgörbe parabola) exakt hullámfüggvényeivel kell számolni. Azonban kimutatható, hogy nagy hőmérsékleten ($2E_0 \ll kT$), ahol E_0 a kiinduló állapot 0-pont energiája, az abszorpció maximumok helye és hőmérsékletfüggése pontosan megegyezik a Boltzmann-eloszlás alapulvételével történt számítás eredményeivel. Egészen alacsony hőmérsékleten viszont, ahol a centrum vibrációja még nincs gerjesztve, a spektrum maximum helye nem mutat hőmérsékletfüggést, a sávszélesség viszont

$$\beta_{a0} = C \sqrt{\frac{E_{0a}}{A}} \quad \text{illetőleg} \quad \beta_{e0} = \frac{AC}{B} \sqrt{\frac{E_{0g}}{B}}$$

ahol E_{0a} , illetve E_{0g} az alap-, illetve gerjesztett állapot 0-pont energiája. Középső hőmérsékleten ilyen egyszerű zárt formulát nem lehet kapni, hanem numerikus számításra kell hagyatkozni. A két szélső eset fenti eredménye igazolni látszik azt a szokásos eljárást, hogy kvalitatív vizsgálatnál az egész tartományban pl. $\beta_a =$

$= C \sqrt{\frac{E_0 + kT}{A}}$ -vel számolunk, ami egyenértékű azzal, hogy a Boltzmann statisztikán alapuló számításban a hőmérséklet (kT) helyett $(kT + E_0)$ -t írunk.

Ezeknél a vizsgálatoknál nagyon veszélyes talajra tévednénk akkor, ha ezen potenciálgörbéket parabolával közelítenénk meg az érvényességi határon túl is. Nagyon kézenfekvő ugyanis a következő magyarázat: az alap- és gerjesztett állapot potenciálgörbéi valahol találkoznak, ezen találkozás a gerjesztett állapot minimuma felett W -vel legyen. Az itt szereplő W mértéke a lumineszkálás hőfoktól függő kioltásának, mert a sugárzásmentes átmenet valószínűsége a hőmérséklettel úgy növekszik, mint $\gamma e^{-W/kT}$ tehát a kvantumhatásfok lesz

$$\eta = \frac{a}{a + \gamma e^{-W/kT}}$$

Igen valószínű, hogy W értéke a parabola modellből már nem határozható meg.

Kísérleti munkáink egy része éppen ezen összefüggések igazolására irányul.

Nagy Elemér

Egyesült Izzó Kutató Laboratórium

Újabb eljárás a perturbáló molekulatermek állandóinak meghatározására

A molekulaszínképek analízise közben gyakran tapasztalható, hogy növekvő kvantumszámok mentén vizsgálva a sávvonalakat, azok szabályos egymásrakövetkezése először fokozatosan megbomlik, majd később ismét helyreáll. Ezt a jelenséget szokás perturbációnak nevezni. Az ilyen perturbációk az analízist sokszor nagyon megnehezítik, mert előre a szabályos törvényszerűséget sem ismerjük pontosan és még kevésbé azt, hogy az hol szűnik meg, azaz, hogy hol van perturbáció. Később azonban, ha az analízis sikerül, a perturbációk igen fontos szerepet töltenek be, mert hírt adnak olyan molekulatermekről, melyek spektrális átmenetekben nem vesznek részt, létezésük más módon nem állapítható meg, hanem csakis ezekből a perturbációkból. Ezen termék létezésének megállapítása és állandóinak kiszámítása a molekulák termiszkémájának és így belső szerkezetének teljesebb megismerését teszi lehetővé. Ezért bírnak fontossággal azok az eljárások, melyek segítségével a perturbációk a spektrumban egyszerűen felfedezhetők és amelyek segítségével következtetéseket lehet levonni a fentebb említett molekulatermeket illetően.

Hogy a továbbiak könnyebben érthetők legyenek, néhány szót kell szólni magáról a perturbációról. Az elméleti vizsgálatok azt mutatták, hogy a perturbációk a színképvonalat létrehozó átmenet egyik termsorozatának egy másik termsorozattal való kvantummechanikai kölcsönhatásától származnak ill. azzal értelmezhetők. A perturbáció abban nyilvánul meg, hogy az egymással kölcsönhatásba lépő termék egymást kölcsönösen «eltöltni» igyekezzenek, más szóval mind-egyikük elmozdul az eredeti »szabályos« helyéről. Ennek következtében az ilyen »perturbált« termsorozatról induló vagy oda érkező színképvonalak a színképben szintén rendellenes azaz perturbált helyet foglalnak el, amihez még gyakran az is hozzájárul, hogy a perturbáció maximuma környékén néhány kvantumszámon át a perturbáló term is résztvesz az átmenetben és így ott a vonalak száma megduplázódik. Ezeket a vonalakat számfölötti vonalaknak szokás nevezni. A feladat most az, hogy éppen ezen eltérésekből következtessünk a perturbációt okozó ismeretlen molekulaterm adataira. Olyan eljárások, melyek ezt lehetővé teszik, ismereteseek, de — egy kivételével — avval a hátránnyal bírnak, hogy alkalmazásukhoz szükséges a perturbációs matrixelem ismerete (amely megszabja a perturbációs eltérések nagyságát), ehhez pedig szükséges a

perturbáció helye környékén a perturbált term eredeti azaz perturbálatlan helyének és ebből a perturbációs eltéréseknek a meghatározása. Ezek a követelmények eléggé bizonytalanok teszik a perturbáló term állandóira kapott értékeket, mivel a perturbációs eltérések a színképvonalak hullámszámaihoz képest kicsiny értékűek és így ezeknél a kísérleti hibák viszonylag nagyobb jelentőséggel bírnak, amihez még a számítással meghatározott perturbálatlan termértékekből adódó bizonytalanság is hozzáadódik.

Mindezen hátrányoktól mentes az 1935-ben Gerő által felfedezett eljárás. Gerő az eljárást a perturbációknak a spektrumban való felfedezésére alkalmazta, majd egy év múlva én elméletileg alátámasztottam és kiterjesztettem a perturbáló termék állandóinak kiszámítására is. Az a tény, hogy ennél az eljárásnál nem szükséges sem a perturbált termék perturbálatlan értékeinek ismerete, sem pedig a perturbációs matrixelem ismerete, annyira meglepő, hogy amikor 1949-ben Stockholmban jártam, az ottani spektroszkópusok eleinte el sem akarták hinni, hogy ilyen eljárás létezhet. Csak amikor együtt diskutáltuk a kérdést, akkor ismerték fel ezen eljárásnak minden más eljárással szemben mutatkozó előnyét, és azóta is állandóan alkalmazzák. Ennek segítségével sikerült először velük együtt a BaO színképében, majd később nekik külön a SrO infravörös sávrendszerében, valamint a CaO színképében mutatkozó számos perturbációból nemcsak az egyes perturbáló termék állandóinak kiszámítása, hanem a perturbáló termrendszerek egész termiszkémáinak felállítása is.

Az eljárás lényege abban áll, hogy sikerült a különböző rotációs kvantumszámokhoz tartozó ágvonalakból olyan kifejezést előállítani, amely a perturbációmentes helyeken a változó rotációs kvantumszámtól függetlenül az átmenetben résztvevő felső és alsó term rotációs állandóinak különbségét állítja elő, más szóval a rotációs kvantumszám függvényében ábrázolva egy vízszintes egyenest ad. A perturbáció helye környékén azonban ez a vízszintes fel- ill. leszáll és fokozatosan egy másik vízszintes egyenesbe menne át, ha közben a vonalak intenzitása nem csökkenne le úgy, hogy a továbbiakban észlelhetetlenekké válnak. Ez az újabb vízszintes már a perturbáló term és az átmenetben résztvevő nem perturbált term rotációs állandóinak különbségét adná. A perturbáció helye környékén gyakran észlelhető számfölötti vonalak segítségével azonban lehetséges egy másik görbét is konstruálni, mely az előbb

említetthez képest annak tükörképeként viselkedik. Ha a két görbe metszéspontját ismerjük, akkor ebből az újabb vízszintes egyenes magassága és ezzel a perturbáló term rotációs állandója egyszerűen meghatározható. Az eredeti vízszintes-től való eltérés tehát minden esetben jelzi a perturbáció jelenlétét, az átmetszés ordinátájából pedig ki lehet számítani a perturbáló term egyik állandóját.

A molekulaszinképekben az egyes sávok szerkezetét lényegében a rotációs állandók értékei szabják meg. Az utóbb említett eljárás az átmenetben résztvevő két term rotációs állandója különbségének előállításán alapszik. A sávok azonban soha sem egymagukban, hanem mindig egy sávrendszeren belül fordulnak elő. A sávrendszer szerkezetét az egyes sávok u. n. nullvonalainak helyzete, más szóval az átmenetben résztvevő két term rezgési nívóinak távolságai határozzák meg. Felmerül a kérdés, hogy a rotációs állandók különbségeinek előállítására az előbbi eljárásban felhasznált alapgondolat nem volna-e alkalmazható a rezgési nívók különbségeinek előállítására? Mint kiderült, mindez lehetséges: a sávonalak hullámszámaiból lehet olyan alkalmas kifejezést nyerni, amely perturbációmentes helyeken a rotációs kvantumszámtól függetlenül első közelítésben az illető sáv nullvonalát, azaz az átmenetben résztvevő felső és alsó term rezgési nívóinak távolságát állítja elő. Ha tehát ezen kifejezést minden rotációs kvantumszámra képezzük és a nyert értékeket a rotációs kvantumszám függvényében ábrázoljuk, az előbbi eljáráshoz hasonlóan perturbációmentes helyeken itt is egy vízszintes egyenest kapunk. A perturbáció helye környékén azonban ez a vízszintes is fel- ill. leszáll és fokozatosan egy másik vízszintesbe menne át, ha a vonalak intenzitása nem csökkenne annyira le, hogy a kifejezés tovább már nem képezhető. Ez az újabb vízszintes, mint azt a görbe analitikus alakjának előállításából sikerült kimutatni, már a perturbáló term és az átmenetben résztvevő nem perturbált term rezgési nívóinak különbségét adná. Az a tény azonban, hogy ezen újabb vízszintes nem

érhető el, nagyobb bajt nem okoz, mert a perturbáció helye környékén észlelhető számfölötti vonalakból lehetséges egy másik, az előbbinek tükörképét alkotó görbét konstruálni, melynek az előbbivel való metszéspontja az újabb vízszintes értékét teljesen meghatározza. A görbe analitikus alakja eléggé bonyolult és hasonlóan a korábbi eljáráshoz, szintén tartalmazza a perturbációs matrixelemet, hisz a perturbáció nagyságára és lefutására nézve főként ez az irányadó, azonban a metszéspont ordinátájának kifejezéséből kiesik. A metszéspont ordináta értékéből viszont könnyen megadható az új vízszintes helyzete, vagyis lényegében a perturbáló term rezgési nívójának magassága.

Összefoglalva tehát ez az újabb eljárás teljesen egyenrangú a korábban ismertetett régi eljárással és bizonyos szempontból kiegészíti azt: először is a perturbációk felfedezésére éppen annyira alkalmazható, mint a másik. Másodszor pedig, míg az első eljárás lehetővé teszi közvetlenül az észlelt színekpvonalak hullámszámai segítségével a perturbáló molekulaterm rotációs állandójának meghatározását anélkül, hogy perturbációs matrixelem és a termék perturbátlan helyeinek ismerete szükséges lenne, addig ezzel a második eljárással hasonló feltételek mellett a perturbáló molekulaterm másik állandóját, a rezgési nívójának magasságát határozhatjuk meg. Mind a két adat fontos jellemzője a perturbáló molekulatermnek. Eddig csak a rotációs állandók kiszámítására ismertünk olyan eljárást, mely azt közvetlenül az észlelt színekpvonalak hullámszámaiból szolgáltatja. A rezgési nívó magasságát az így meghatározott rotációs állandók értékének felhasználásával csak közvetve sikerült meghatározni. Ez az új eljárás most ezt is közvetlenül az észlelt színekpvonalak hullámszámértékeiből szolgáltatja, és így ennek meghatározására közvetlenebb eljárást ad, mint az előbbi és mint minden más eljárás.

Kovács István

Központi Fizikai Kutató Intézet.

Újabb vizsgálatok a stronciumoxid kék sávjain

Az akadémiai nagyhét során Kovács akadémikus a SrO -molekula kék sávrendszere négy sávjának, nevezetesen 0-1, 0-3, 1-1 és 1-4 sávoknak rotációs analízisét ismertette. Beszámolt arról, hogy az ebből adódó rotációs és vibrációs állandók alapján el lehetett dönteni egy már régebben vitatott kérdést: t. i., hogy a kék sávrendszer egy ${}^1\Pi - {}^1\Sigma$ elektronátmenetbe tartozik, amelynek alsó (${}^1\Sigma$) állapota közös az infravörös sávrendszer alsó állapotával. Legutóbb nyert

magánértéslésünk szerint G. Almqvist és A. Lagerqvist az ultraibolya sávrendszer néhány sávját is meganalizálta és ennek kapcsán megállapította, hogy az ultraibolya sávrendszer alsó elektronállapota is közös a kék sávrendszerével. E megállapításnak eredményeink kölcsönös ellenőrzése szempontjából nagy hordereje van.

Hogy az eddigi eredményeken túlmenően a SrO energia-állapotairól részletesebb felvilágosítást nyerhessünk és hogy az egyes elektron-

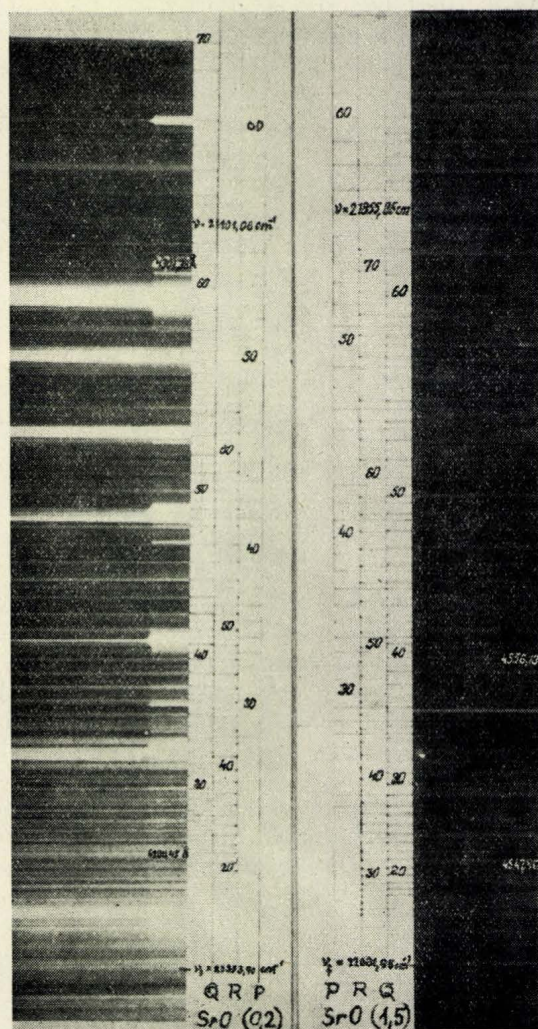
állapotokhoz tartozó disszociációs energiákat megbízható módon megállapíthatjuk, ahhoz tudvalevően több sáv analízise szükséges. Az egymásra következő rezgési állapotok sorozatának kvantitatív leírására ugyanis nem áll rendelkezésre általános érvényű elméleti összefüggés. A további sávok közül mindenekelőtt az 1–0, majd a 0–2, 1–5 és 2–6 sávoknak analízisét tűztük ki célul, t. i. ezen sávok rotációs szerkezetének felderítése esetén az említett $^1\Sigma$ elektronállapotnak — amely minden eddigi jel szerint a SrO alapállapota, tehát legfontosabb állapota — már az első hét rezgési nivóját ismernénk, a $^1\Pi$ gerjesztett állapotnak pedig három rezgési nivóját. Az említett sávok, különösen az igen gyenge 1–0 sáv rotációs analízise során azonban fokozott mértékben jelentkeztek azok a nehézségek, amelyekkel már a bevezetésben felsorolt első négy sáv analízisének is meg kellett küzdeni. Az egyes sávok ugyanis nemcsak, hogy egymásba átnyúlhatnak, egymást átfedik s ezáltal a vonalak nagy sokasága látszólag teljes összevisszaságban követi egymást, ill. az egymásra eső vonalak az intenzitásvizonyokat felismerhetetlenné teszik, hanem a spektrum részletesebb vizsgálata alapján sok olyan vonal is zavar, amely semmiképpen sem tartozhatik a kék sávrendszerhez. Az utóbbi nehézségekre egyébként Mahanti¹ is utal amikor megjegyzi, hogy több olyan sáv is mutatkozik, amely nem illik bele a kék sávrendszer rezgésnívó-szkémájába.

Ezért az analízis megkönnyítése és egyúttal megbízhatóságának növelése céljából vizsgálataink nagy része arra irányult, hogy az idegen vonalak eredetét megállapítsuk, ill. ezeket a vonalakat a gerjesztési feltételek változtatásával kétséget kizáróan felismerjük vagy kiszűrjük. A sok ilyen irányú kísérlet miatt az analízis terén eddig csak az erősebb 0–2 és 1–5 sávok rotációs szerkezetét sikerült tisztázni.

Az említett 0–2 és 1–5 sávokat, hasonlóan, mint az előbbieket, a Spektroszkópiai Osztály 6,5 méter görbületes sugarú Runge–Paschen felállítású konkáv rácsa segítségével első rendben vettük fel, ahol a diszperzió 1,3 Å/lemez-mm, a felbontóképesség pedig 190 000 volt. Hogy a rotációs analízis céljára alkalmas spektrogrammot nyerjünk, lágy fotoemulziót kellett használnunk (ezen a sávfejek közvetlenül nem ismerhetők fel). A kék sávokat az irodalomban a lényegében Brodersen² által leírt módon gerjesztettük: vízmentes stronciumhaloid-olvadékkal elektromos izzítás útján szénelektrodokat telítettünk. E szénelektrodokat függőlegesen állítottuk egymással szembe, az alsót azonban hűtött rézhüvellyel vettük körül, amelyen át oxigéngázt áramoltattunk az elektrodokhoz és eközben ezek között egyenáramú ívet létesítettünk. A SrO az ívben az illékony stronciumhaloidból cserebomlás közben keletkezik.

1. P. C. Mahanti, Phys. Rev., 42, 609, 1932.
2. P. H. Brodersen, Zs. Phys., 79, 613, 1932.

A spektrum bonyolultsága, ill. az említett nehézségek ellenére hosszadalmasabb vizsgálatok után az akadémiai nagyhéten ismertetett eljárások alkalmazásával sikerült a $^1\Pi - ^1\Sigma$ elektronsávokra jellemző három ágat: az R , P és Q ágat felismerni.



1. ábra

A három ág vonalainak hullámszámai a J rotációs kvantumszám függvényeként tudvalevően a következő összefüggéseknek tesznek eleget:

$$R(J) = \nu_0 + (B' + B'')(J + 1) + (B' - B'' - D' + D'')(J + 1)^2 - 2(D' + D'')(J + 1)^3 - (D' - D'')(J + 1)^4$$

$$Q(J) = \nu_0 + (B' - B'')J + (B' - B'' - D' + D'')J^2 - 2(D' - D'')J^3 - (D' - D'')J^4$$

$$P(J) = \nu_0 - (B' + B'')J + (B' - B'' - D' + D'')J^2 + 2(D' + D'')J^3 - (D' - D'')J^4$$

ahol a ν_0 állandó az u. n. null-vonal hullámszáma, a B' és D' a felső, a B'' és D'' pedig az alsó vibrációs állapotnak rotációs állandói. A felírt formulák segítségével a ν_0 -t, valamint a B és D rotációs állandókat a spektrogrammban talált sávvonalak hullámszámaiból ki tudjuk számítani.

Az 1. ábra bemutatja a 0—2 és 1—5 sávokat tartalmazó spektrogrammot.

Ennek margóján látható vonalak az egyazon

ágba tartozó vonalakat jelölik meg. A feltüntetett vonalak felett leolvashatjuk a rotációs kvantumszámok hozzárendelését is. A spektrogramm szélére összehasonlító vasszínkép van ráfényképezve. A bemutatott spektrogrammokon látható sávágak alapján — lényegileg a legkisebb hibanégyzetek módszerével — kiszámítottuk a B és D rotációs állandókat. Ezeket az alábbi táblázaton összehasonlíthatjuk a korábban megelemezett sávokból nyert megfelelő adatokkal:

1. táblázat

Sáv	B' P,R-ből cm ⁻¹	D' P,R-ből cm ⁻¹	B' Q-ből cm ⁻¹	D' Q-ből cm ⁻¹	B'' cm ⁻¹	D'' cm ⁻¹
0—1	0,2924	0,39·10 ⁻⁶	0,2926	0,44·10 ⁻⁶	0,3344	0,32·10 ⁻⁶
0—2	0,2929	0,47·10⁻⁶	0,2929	0,49·10⁻⁶	0,3329	0,46·10⁻⁶
0—3	0,2930	0,51·10 ⁻⁶	0,2932	0,57·10 ⁻⁶	0,3306	0,48·10 ⁻⁶
k. é.	0,2928	0,46·10 ⁻⁶	0,2929	0,50·10 ⁻⁶		
1—1	0,2916	0,51·10 ⁻⁶	0,2914	0,49·10 ⁻⁶	0,3351	0,46·10 ⁻⁶
1—4	0,2917	0,57·10 ⁻⁶	0,2920	0,64·10 ⁻⁶	0,3289	0,57·10 ⁻⁶
1—5	0,2914	0,50·10⁻⁶	0,2915	0,52·10⁻⁶	0,3259	0,46·10⁻⁶
k. é.	0,2916	0,53·10 ⁻⁶	0,2916	0,55·10 ⁻⁶		

A kövér betűvel írt számadatok a 0—2, ill. az 1—5 sávból számított adatok, míg a többiek Kovács és Budó akademikuskok régebbi eredményei. Látjuk, hogy az új eredmények a megkívánt $\pm 0,001$ cm⁻¹ pontosságot meghaladó mértékben igen jól illeszkednek be a megfelelő régebbi adatok közé.

Az egyes rezgési nivókhoz tartozó B_v rotációs állandóknak a v vibrációs kvantumszám függvényeként való előállítására a következő formula szolgál:

$$B_v = B_e - \alpha \left(v + \frac{1}{2} \right).$$

A régiek mellett az újonnan analizált sávok adatait is figyelembe véve, a sávrendszerre jellemző B_e és α állandókat most már pontosabban meg lehetne határozni. Az állandók felírásától azonban eltekintünk, mivel ezek az állandók a később ki-analizálandó további sávok figyelembevételével még megbízhatóbban lesznek megadhatók.

Végül a legutóbb kianalizált sávok null-vonalainak hullámszámát: ν_0 -t a sávok vonalaiból Kovács akademikustól származó módszerrel határoztuk meg. A ν_0 -k értékeiből ki lehet számítani a sávfejek ν_f hullámszámait is. A kapott értékeket a következő táblázat foglalja össze:

2. táblázat

ν'' \ ν'	0		1		
	ν_0	ν_f	ν_0	ν_f	
1	23988,94	23990,32 23991,29 23993,9	24502,36	24502,41 24504,61 24506,9	Ma Mi Me
2	23351,45	23352,48 23353,90 23357,6			Ma Mi Me
3	23721,31	22723,58 22723,90 22729,10			Ma Mi Me
4			22612,98	22613,50 22615,58 22621,4	Ma Mi Me
5			21999,19	22000,41 22000,95 22008,5	Ma Mi Me

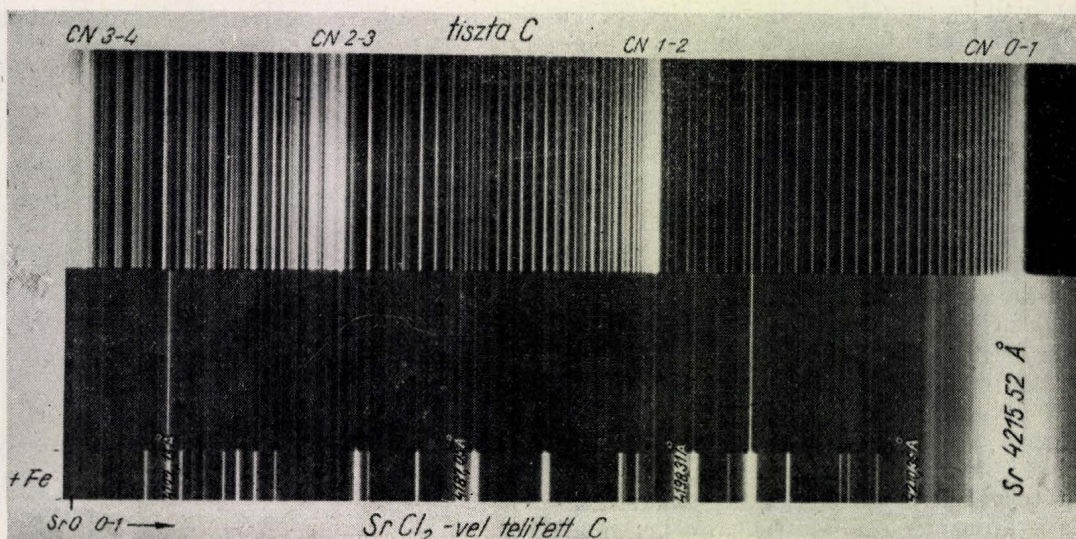
Itt a 0–2 és 1–5 sávokra nyert adatokat ezúttal is kövér betűkkel írtuk. Érdeemes összehasonlítani Mahanti és Mecke–Guillery³ kisebb diszperziójú spektrográffal, tehát kisebb pontossággal — közvetlenül a sávfejek mérése útján — meghatározott kísérleti adatait a mi adatainkkal. Tekintve a kísérleti adatainknak $\pm 5 \text{ cm}^{-1}$ nagyságú középhibáját, a megegyezés adatainkkal igen jónak ítéltető.

Mint a bevezetésben említettük, a sávok analízise mellett vizsgálatokat végeztünk a kék sávrendszerbe nem tartozó számos vonal eredetének megállapítására, ill. a vonalak esetleges kiszűrésére is. Mindenekelőtt kísérleteket folytattunk azzal, hogy a szén-elektrodokat a stronciumnak különböző haloidjaival telítettük. Az így nyert felvételek azonban — amelyek közül a SrO sávok szempontjából a stronciumkloriddal készütek bizonyultak a legalkalmasabbaknak — azt mutatták, hogy az említett idegen vonalak nem

származhatnak a halogénektől, mert akkor más halogén jelenléte esetén más idegen vonalak megjelenése lett volna várható.

Idegen vonalak gyanánt azonban nem jöhetnek szóba az ívben keletkező ciánnak vonalai sem, amint azt az alábbi összehasonlító spektrogramm bizonyítja.

Ezen a spektrogrammon a levegőbe áramoltatott oxigénben tiszta szénelektrodok között létesített ív színe, ezalatt pedig stronciumkloridos szén-elektrodok között létesített ív színe látható. Észrevehetjük, hogy a stronciumklorid olvadékkal való telítés képes volt a ciánvonalakat csaknem teljesen eltüntetni. Hogy az idegen vonalak nem lehetnek cián- vagy egyéb szén-vonalak, azt az is bizonyítja, hogy a spektrum más helyéről készült felvételek szerint az idegen vonalak ott is jelentkeznek, ahol ciánvonalak vagy szénvonalak nincsenek is jelen.



2. ábra

Az idegen vonalak eredetére nézve felvilágosítás remélhető annak megvizsgálásától, hogy miként befolyásolja az oxigéngáz nyomása ill. a levegő nitrogénjének kirekesztése a zavaró vonalakat. Ennek eldöntése céljából kísérleteztünk különböző nyomású tiszta oxigéngázban létesített ívvel is, de a nyert spektrogrammok alapján az idegen vonalak eredetének, ill. kiszűrhetőségének kérdése nem volt eldönthető.

Végül a gerjesztés körülményeit azáltal változtattuk, hogy fényforrásul az egyenáramú ív helyett szaggatott ívet használtunk, ez azonban az eddigi tapasztalatok szerint a SrO -sávok szempontjából az egyenáramú ívnél sokkal kevésbé kedvező.

Bár a vizsgálatok még folynak — egyrészt a lánggerjesztési módszerrel, másrészt stroncium-oxidból sajtolt és izzítással vezetővé tett pasztillák között, mint elektrodok között létesített ívvel — az eddigi kísérletek alapján úgy látszik, hogy az említett vonalak a SrO színeképétől nem különíthetők el és így valószínűleg a SrO -nak egy másik sávrendszeréhez tartoznak.

Ezekkel a vizsgálatokkal párhuzamosan további viszonylag erős sávok analízisét is folytatjuk, hogy a SrO energiaállapotainak és a disszociációs energiáknak megbízható meghatározása útján a SrO molekula szerkezetére további felvilágosításokat kaphassunk.

Deézsi Irén—Koczás Edit—Mátrai Tibor
Központi Fizikai Kutató Intézet

3. R. Mecke und M. Guillery Phys. Zs., 28, 514, 1928.

Lineárisan kondenzált aromás vegyületek szinképe az elliptikus rotátor modell alapján

A lineárisan kondenzált aromások (naphtalin, anthracén, tetracén, pentacén) homológ sorozatot alkotnak, fizikai és kémiai tulajdonságaik igen hasonlóak. *Clar* számos munkájában és legújabban *Klevens* és *Platt* kimutatták, hogy az egyes vegyületek abszorpciós szinképe igen sok hasonlóságot mutat, azonos számú sávból áll, a megfelelő sávok hasonló rezgésszerkezettel rendelkeznek, helyzetük vegyületről vegyületre szisztematikusan változik. A talált törvényszerűségek kézenfekvővé teszik azt a gondolatot, hogy az egész sorozat szinképét sikerül egységes szempontból értelmezni.

A sorozatba tartozó egyes vegyületek, illetőleg az egész sorozat szinképének elméleti értelmezésével számos kutató foglalkozott különböző kvantummechanikai közelítő módszerek alapján. Legújabban *Platt* egy egyszerű kvantummechanikai modell alapján igyekezett a sorozat szinképében található törvényszerűségeket értelmezni. Feltevései a következők:

a.) A π -elektron pályák rendszerezése történhet egy olyan szabad elektron pályái alapján, amely a molekula kerületén állandó potenciálú térben mozog. Az ultraibolya szinképben megfigyelhető sávok olyan elektron átmeneteknek felelnek meg, amikor csak kerületi kvantumszám változik, a z irányú eloszlás változatlan.

b.) A lehetséges energia-értékeket első közelítésben úgy nyerjük, ha a kerületet helyettesítjük azonos kerülettel rendelkező körrel és felhasználjuk a sík (kör) rotátor kvantummechanikai modelljét. További lépésben figyelembe vesszük azt a változást, amikor a kör helyett a cikcakkos kerülettel és keresztkötésekkel van dolgunk. A kör-rotátornál fennálló elfajultság ekkor megszűnik és kvalitatív megállapításokat lehet tenni az energia-nívók felhasadásából keletkező szinképi átmenetek helyére, intenzitására és polarizációs viszonyaira vonatkozóan.

A következőkben az első *Platt*-féle feltevést megtartjuk. A feltevés számára kísérleti alátámasztást jelent az aromás vegyületek diamágneses anizotrópiája. Ez utóbbinak értelmezésénél szintén fel kell tenni, hogy az elektron »pálya« közelítőleg az egész molekula kerületére kiterjed.

A második *Platt*-féle feltevés helyett azonban feltesszük, hogy a kerület inkább ellipszissel helyettesítendő. Ennek megfelelően megoldjuk az elliptikus rotátor kvantummechanikai problémát és az ebből adódó energia-értékek és polarizációk alapján igyekszünk értelmezni a sorozat szinképét.

Elliptikus rotátor

A megoldandó kvantummechanikai probléma a következő: az elektron egy ellipszis kerületén állandó potenciálú térben mozog. A problémának

megfelelően elliptikus koordinátákat vezetünk be: ξ és η -t és a Schrödinger egyenletet elliptikus koordinátákra transzformáljuk:

$$-\frac{h^2}{8\pi^2m} \frac{1}{c^2} \frac{1}{\cos^2\xi - \cos^2\eta} \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial\eta^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial\xi^2} \right) + V\psi = E\psi \quad (1)$$

(m az elektron tömegét, c az ellipszis gyújtópontjainak féltávolságát jelenti). A V potenciál a kerület mentén állandó, válasszuk értékét zérusnak. Ez semmiféle megszorítást nem jelent a továbbiakban, mert a szinképben csak energia-különbségek szerepelnek.

Az elliptikus rotátor Schrödinger egyenletét a kör-rotátoréhoz analóg módon úgy nyerhetjük, ha $\xi = \text{áll.}$ és $\frac{\partial}{\partial\xi} = 0$ -t helyettesítünk ($\xi = \text{állandó}$, ellipszist jelent $a = c \cos h\xi$ nagytengellyel)

$$-\frac{h^2}{8\pi^2m} \frac{1}{a^2 - c^2 \cos^2\eta} \frac{d^2\psi}{d\eta^2} = E\psi \quad (2)$$

Rendezve az egyenletet és kisebb átalakításokkal a következő egyenlethez jutunk: ($c^2 = a^2 - b^2$)

$$\frac{d^2\psi}{d\eta^2} + \left(\frac{4\pi^2m}{h^2} E (a^2 + b^2) - \frac{4\pi^2m}{h^2} E (a^2 - b^2) \cos 2\eta \right) \psi = 0 \quad (3)$$

Differenciálegyenletünk Mathieu differenciálegyenlet, amelyet a következő jelölésekkel:

$$\frac{4\pi^2m}{h^2} (a^2 + b^2) E = a_n \quad \frac{2\pi^2m}{h^2} (a^2 - b^2) E = q_n \quad (4)$$

a Mathieu differenciálegyenlet normál alakjára alakíthatunk át:

$$\frac{d^2\psi}{d\eta^2} + (a_n - 2q_n \cos 2\eta) \psi = 0 \quad (5)$$

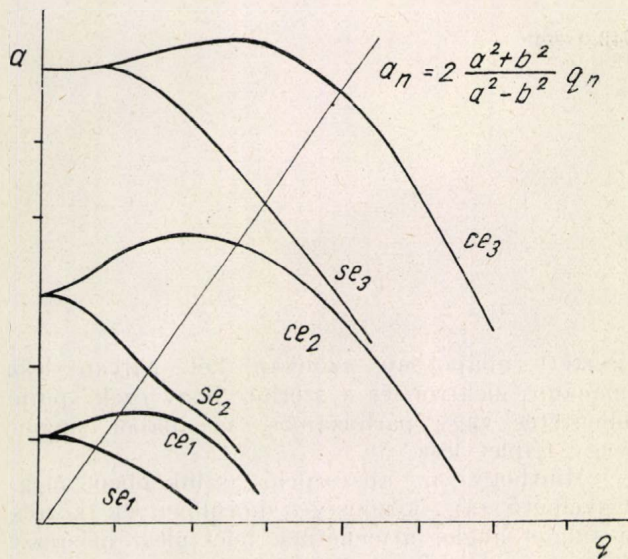
A megoldás-függvényünk csak abban az esetben jelentheti a fizikai probléma valószínűségi függvényét, ha a hely egyértékű függvénye. Ennek feltétele az, hogy η -ban 2π szerint periódusos legyen. A feltételt teljesítik a sinus ellipticus (se_n) és cosinus ellipticus (ce_n) Mathieu függvények, ha az a_n karakterisztikus számok a q_n megadott függvényei.

$$a_n = f_n(q_n) \quad (6)$$

Másrészt bevezetett jelöléseink alapján az a_n és q_n között a következő összefüggésnek is teljesülnie kell :

$$a_n = 2 \frac{a^2 + b^2}{a^2 - b^2} q_n \quad (7)$$

A megoldás-függvényeket és az energia-értékeket meghatározó a_n és q_n értékeket úgy nyerhetjük, ha meghatározzuk a (6) görbék és a (7) egyenes



1. ábra

metszéspontjait, azaz azokat az a_n és q_n értékeket, amelyek mindkét egyenletet kielégítik. Ezek értékeiből a lehetséges energia-értékeket a (4) egyenlet alapján kaphatjuk :

$$E_n = \frac{h^2}{8\pi^2 m} \frac{q_n}{a^2 - b^2} \quad (8)$$

Az energia képletben szereplő a és b , valamint q_n értékét a molekula geometriája alapján határozhatjuk meg. q_n értéke kizárólag $k = a/b$ hányadostól függ, ugyanis a (6) egyenletben szereplő görbék minden egyes Mathieu függvényre táblázatosan adva vannak, a metszéspont tehát csak a (7) egyenes irányától, azaz a

$$2 \frac{a^2 + b^2}{a^2 - b^2} = 2 \frac{k^2 + 1}{k^2 - 1} \quad (9)$$

hányadostól függ. Abból a célból, hogy az ellipszis alakja minél jobban hasonlítson a molekula alakjához, k -t vegyük egyenlőnek a molekula hossz- és szélességmérteinek arányával.

A (8) képletben szereplő a és b értékeket kétféle feltevés alapján határozhatjuk meg :

a) Az ellipszis kerülete legyen azonos a molekula kerületével. Ez a feltétel, k megadása mellett egyértelműen meghatározza az a és b értékeit. Az ilymódon számított a és b értékek nagyobbak a molekula hossz- és szélességmérteinél, annak megfelelően, hogy a cikcakkos kerületet ki-simítottuk.

b) Második lehetőségünk, hogy nem ragasz-kodunk a kerület azonosságához, csak az alak hasonlóságot (k) köttük ki és a és b -t egyenlőnek vesszük a molekula hossz- és szélességmérteivel.

Az alábbi táblázat tartalmazza a kétféle módon számított a és b értékeket, valamint az energia képletben szereplő

$$A = \frac{h^2}{8\pi^2 m} \frac{1}{a^2 - b^2}$$

tényező értékét cm^{-1} -ben megadva.

Az állapotokat növekvő energia-érték szerint rendezve, minden egyes állapotban két elektront helyezhetünk el ellentétes spin irányjal. (Pauli-

Vegyület	a, b Å	A_I	a, b Å	A_{II}
Naphtalin	a 2,775 b 1,602	23,949	2,425 1,400	31,359
Anthracén	a 4,291 b 1,652	7,837	3,637 1,400	10,908
Tetracén	a 5,769 b 1,667	4,021	4,845 1,400	5,072
Pentacén	a 7,239 b 1,672	2,478	6,062 1,400	3,533

elv). Az alábbi táblázatban megadjuk a betöltött állapotokat (az elektronokat x -el jelölve), az egyes vegyületeknek megfelelő k értékeket, valamint a legmagasabb betöltött két állapot és a két leg-alacsonyabb üres állapothoz tartozó q értékeket.

Kiválasztási szabályok

A Mathieu függvények szimmetria tulajdon-ságainak felhasználásával kimutathatjuk, hogy az

átmenet tiltott, ha a kiindulási és végső állapot Mathieu függvény rendszáma azonos, vagy páros számmal különbözik. A megengedett átmenetek-nél X_{mn} és Y_{mn} nem lehet egyszerre zérustól eltérő. Ez azt jelenti, hogy az átmenet vagy a molekula hossz tengelye (x), vagy a molekula rövid tengelye (y) irányában polarizált. Az első négy átmenet helye és polarizációja az I. táblázatban megadott A_I és A_{II} értékek, valamint a II. táblázatban szereplő q értékek felhasználásával a következő :

	Naphtalin	Anthracén	Tetracén	Pentacén
ce ₆	— — — —	— — — —	— — — —	— — — —
se ₆	— — — —	— — — —	— — — —	— — — — 17,995
ce ₅	— — — —	— — — —	— — — — 12,570	— × × — 13,883
se ₅	— — — —	— — — —	— — — — 11,493	— × × — 12,999
ce ₄	— — — —	— — — — 6,770	— × × — 8,236	— × × —
se ₄	— — — —	— — — — 6,267	— × × — 7,219	— × × —
ce ₃	— — — — 2,396	— × × — 3,942	— × × —	— × × —
se ₃	— — — — 2,291	— × × — 3,428	— × × —	— × × —
ce ₂	— × × — 1,116	— × × —	— × × —	— × × —
se ₂	— × × — 0,980	— × × —	— × × —	— × × —
ce ₁	— × × —	— × × —	— × × —	— × × —
se ₁	— × × —	— × × —	— × × —	— × × —
ce ₀	— × × —	— × × —	— × × —	— × × —
k	$2\sqrt{3}/2$	$3\sqrt{5}/2$	$4\sqrt{5}/2$	$5\sqrt{5}/2$

Összehasonlítás a kísérlettel és más kvantummechanikai közelítő módszerek eredményeivel

a) *Energia értékek.* Számításaink eredményeképpen egy singlet-singlet és egy singlet-triplet átmenet súlypontját kaptuk. A kiindulási állapot ugyanis mindig az alapállapot, ez singlet. A ger-

jesztett állapotban azonban két pályán lesz magános elektron és a szerint, hogy ezek spinje ellentétes vagy párhuzamos, az állapot singlet vagy triplet lesz.

Mint hogy az abszorpciós színekben megfigyelhető sáv, közönséges körülmények között a singlet-singlet átmenetnek felel meg, másrészt

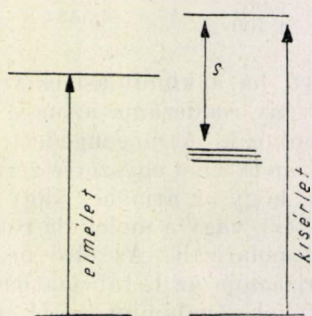
Átmenet-típus	Polarizáció	Naphtalin	Anthracén	Tetracén	Pentacén
		$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$

I.

cem — sem+1	trans (y)	28 142	18 215	13 095	10 091
sem — sem+1	long (x)	31 409	22 251	17 185	14 016
cem — cem+1	long (x)	30 668	22 158	17 428	
sem — cem+1	trans (y)	33 935	26 193	21 518	

II.

cem — sem+1	trans (y)	36 849	25 353	18 569	14 387
sem — sem+1	long (x)	41 127	30 969	24 369	19 983
cem — cem+1	long (x)	40 157	30 841	24 715	
sem — cem+1	trans (y)	44 434	36 458	30 515	



2. ábra

pedig a triplet alacsonyabb, mint a singlet, ezért a kísérlettel akkor összehasonlítható eredményünk, ha az általunk számított súlyponthoz hozzáadjuk a singlet-triplet távolság felét (lásd ábrát). Mint hogy ez csakis a naphtalin és anthracén-nál ismeretes, a korrekciót csak ezeknél végezhetjük el.

Ennek figyelembevételével a naphtalinnál és anthracén-nál az első átmenet értékei elég jól egyeznek a kísérleti értékekkel:

naphtalin : elméleti 34 792 kísérlet 31 348
anthracén : « 24 065 « 26 670

Tetracén és pentacénál a singlet-triplet távolság nem ismeretes, ennek megfelelően a korrigálatlan érték kisebb, mint a kísérleti.

A kerület azonosság alapon számított első átmenet értékei igen jó egyezést mutatnak a molekula pálya módszer alapján számított értékekkel, ha β értékét $23\,000\text{ cm}^{-1}$ -nek vesszük:

	Naphthalin	Anthracén	Tetracén	Pentacén
Molekula p.	29,000	19,000	13,500	10,000
Ellipt. rot.	28,142	18,215	13,095	10,091

a következő kettő long, majd ismét trans, polarizációjú sáv következik. Ezek az eredmények teljesen megegyeznek a molekula pálya módszer, valamint a lineáris doboz modell alapján számított eredményekkel. — Kísérletileg nem sikerült még teljes egyértelműséggel tisztázni azt, hogy az egyes sávok milyen polarizációval rendelkeznek. Valószínűnek látszik, hogy a legelső, gyorsan előretolódó sáv, két ellentétes polarizációjú sáv egybeolvadásából keletkezik, nagyobb hőmérsékleti intervallumban felvett színeképek erre mutatnak.

Összehasonlítás a kör-rotátorral. Ha az ellipszist körbe visszük át, akkor az elliptikus rotátor sajátfüggvényei és sajátértékei átmennek a kör-rotátor sajátfüggvényeibe ill. sajátértékeibe. Ez utóbbi esetben $\sin n\varphi$ és $\cos n\varphi$ ugyanahhoz az

A magasabb átmeneteknél a kerület azonosság alapon számított értékek gyengébb egyezést mutatnak a kísérlettel. Ezeknél az értékeknél a II. úton számított színeképi átmenetek közelebb állnak a kísérletileg meghatározott értékekhez.

b) *Polarizációk.* Eredményünk szerint a leghosszabb hullámhossznak megfelelő átmenet trans,

energia-értékhez tartoznak. Eredményünk Platt modelljével szemben tehát az, hogy sikerül meghatározni azokat az új energia-értékeket, amelyeket akkor nyerünk, ha a köralak helyett ellipszissel számolunk.

Összehasonlítás a molekula pálya módszerrel. Eredményeink igen hasonlóak a molekula pálya módszer alapján nyert eredményekhez. A molekula pálya módszerrel szemben egyetlen előnye, hogy a számításnál a molekula geometriájából adódó adatokon kívül empirikus paramétert nem kell felhasználnunk.

Pauncz Rezső

Egyetemi Elméleti Fizikai Intézet,
Szeged

Négygyűrűs kondenzált aromás vegyületek diamágneses anizotrópiája

Az aromás vegyületek diamágneses susceptibilitása igen nagy fokú anizotrópiát mutat, abszolútértéke a molekula síkjára merőlegesen sokkal nagyobb, mint a síkkal párhuzamos irányban. A jelenség magyarázatát Ehrenfest, Raman, Krishnan, továbbá Lonsdale azzal a feltevéssel kísérelték meg, hogy a π elektronok az egész molekulára kiterjedő pályákon mozognak. Pauling az előbbi gondolat alapján egy szemiklasszikus elméletet állított fel, eredményei kisebb gyűrűszám esetén igen jó egyezést mutattak a kísérleti értékekkel. F. London a molekula pálya módszer alapján egész általánosságban tárgyalta a problémát; kimutatta, hogy a jelenség csak az aromás szénhidrogéneknek léphet fel és kiszámította a benzol, naphthalin, phenantrén, anthracén, pyrén és diphenyl diamágneses anizotrópiáját. Brooks finomította London eljárását (a fedési integrál figyelembevételével), továbbá összehasonlította adatait a Slater—Pauling módszerrel nyert eredményekkel. O. Schmidt a doboz modell felhasználásával végzett számításokat. Squire London módszere alapján foglalkozott a coronén kérdésével, legújabbán pedig Mc. Weeny a polyphenylek

és a hatszögű szimmetriával rendelkező aromás vegyületek diamágneses anizotrópiáját vizsgálta. G. Berthier, M. Mayot, B. Pullmann kiterjesztették a számításokat a kinonokra.

Jelen előadás keretében a négygyűrűs kondenzált aromás vegyületek (chrysén, tetracén, triphenylén, benzphenantrén, tetraphén) diamágneses anizotrópiáját vizsgáljuk F. London módszer alapján. Célunk egyrészt annak megállapítása, hogy London módszere mennyiben használható nagyobb aromás vegyületek esetében, másrészt pedig annak vizsgálata, hogyan függ a diamágneses anizotrópia azonos gyűrűszám esetén a molekula alakjától. Pauling szemiklasszikus módszere szerint ugyanis az 5 vegyület közül 4-nél ez az érték teljesen azonos, míg az 5. is csak igen kis eltérést mutat. Minthogy a London módszer eredményei az eddigiekben sokkal pontosabb egyezést mutattak a kísérlettel, mint Pauling eredményei, várható, hogy ennek a módszernek a segítségével kielégítően sikerül megvizsgálni a kérdést.

A kondenzált aromás vegyületek diamágneses anizotrópiájának ismerete ezenkívül még több

szempontból érdekes. Elsősorban felvilágosítást ad a molekula szerkezetére vonatkozóan, másrészt igen hasznosan felhasználható a kristályok Röntgen-vizsgálatánál; ismervé ugyanis a molekula és a kristály fő susceptibilitásainak értékét, bizonyos feltételek mellett kiszámítható a molekulák kölcsönös orientációja a kristályban. Ez utóbbit pusztán a Röntgen-analízis segítségével csak egész kivételes esetekben lehet meghatározni, így ez a lehetőség igen fontos segítséget jelent a kristályszerkezet vizsgálatánál.

A számítási mód ismertetése

A használt alapfeltevések a következők:

a) A π elektronoknak a σ elektronokkal való kölcsönhatása elhanyagolható.

b) Az össz-elektron függvényt, mint az egy-elektron függvények szorzatát képezzük, minden egyes pályán két elektront helyezve el (Pauli-elv).

c) Az egyes molekula-pályát, mint az atomi pályák lineár kombinációját képezzük.

Mágneses tér jelenlétében a Schrödinger egyenlet a köv. alakú:

$$\left[\frac{\hbar^2}{8\pi^2m} \left(\vec{\nabla} - \frac{e}{\hbar c} \vec{A} \right)^2 + V \right] \psi = E\psi \quad (1)$$

$\vec{A} = \frac{2\pi e}{\hbar c} \vec{A}$, \vec{A} a vektor potenciált jelenti.

A k -ik atomnál az elektron függvényt u_k -val jelölve, a megoldás-függvényt a következő alakban vesszük fel:

$$\psi = \sum_k c_k e^{i(a_k r)} u_k + \psi' \quad (2)$$

ψ' elsőrendűen kicsi, perturbációs tagot jelent. F. London módszere alapján, a perturbáció számítását használva a következő determináns egyenletet nyerjük az ismeretlen energia-értékek meghatározására:

$$|\eta_{kl} e^{i\vec{v} \cdot \vec{a}_{lk}} - x \delta_{kl}| = 0 \quad (3)$$

$\eta_{kl} \begin{cases} = 1 & \text{ha } l \text{ és } k \text{ szomszédos atomok indexei,} \\ = 0 & \text{ha } l \text{ és } k \text{ nem szomszédos atomokhoz tartoznak.} \end{cases}$

$$\vec{v} = \frac{\pi e}{\hbar c} H S \quad a_{lk} = \frac{x_k y_l - x_l y_k}{S} \quad (4)$$

x_k, y_k a k -ik atom koordinátáit jelentik, H a mágneses térerősség, S a benzol gyűrű területének egyhatoda $\left(S = \frac{\sqrt{3}}{4} 1,39^2 \right)$.

$$x = \frac{E - \alpha}{\beta} \quad \alpha = \int u_k^2 (v - v_k) d\tau$$

$$\beta = \int u_k (v - v_k) u_{k+1} d\tau$$

a Kronecker-féle szimbólumot jelenti.

A mágneses tér jelenlétében az egyetlen megengedett szimmetria operáció a molekula síkjára merőleges tengely körüli forgatás. Ennek figyelembe vételével, a csoportelmélet alapján sikerül a 18-ad fokú determináns egyenlet faktorizálása kisebb determinánsok szorzatára a tetracén, chrysén és triphenylénnél.

A determináns egyenletek kifejtése útján implicit összefüggést nyerünk az energia-értékeknek a mágneses térerősségtől való függésére:

$$F(x, \vec{v}) = 0 \quad (6)$$

Feltevésünk szerint a diamágneses anizotrópia értékét a π elektron pályák diamágneses susceptibilitása adja. A p -ik állapotra vonatkozóan ez az érték a következő:

$$\chi_p = - \left(\frac{\partial^2 E_p}{\partial H^2} \right)_{H=0} = - \beta \left(\frac{\pi e}{\hbar c} S \right)^2 \left(\frac{\partial^2 x_p}{\partial \vec{v}^2} \right)_{\vec{v}=0} \quad (7)$$

A molekula diamágneses anizotrópiáját úgy nyerjük, ha az ily módon számított χ_p -ket a betöltött állapotokra összegezzük. (Figyelembe véve, hogy minden egyes állapotban két elektron helyezhető el.) Célszerű a végeredményt a benzolra vonatkoztatni, mert a hányados értékében empirikus paraméter nem szerepel.

A 6. egyenlet gyökeit mágneses tér távollétében ($\vec{v} = 0$) ismerjük, jelöljük ezeket x_0 -al. Fejtsük hatványsorba $x(\vec{v})$ -t a $\vec{v} = 0$ környezetében:

$$x_p(\vec{v}) = x_{p,0} + x_{p,1} \vec{v} + x_{p,2} \vec{v}^2 + \dots \quad (8)$$

A (7) egyenlet alapján a diamágneses anizotrópia értéke a következő összeggel egyenlő:

$$\Delta\chi = 2 \sum_p \chi_p = - 4\beta \left(\frac{\pi e}{\hbar c} S \right)^2 \sum_p x_{p,2} \quad (9)$$

A benzol diamágneses anizotrópiája a következő:

$$\Delta\chi_B = 32\beta \left(\frac{\pi e}{\hbar c} S \right)^2 \quad (10)$$

A benzolra vonatkoztatott hányados értéke:

$$\frac{\Delta\chi}{\Delta\chi_B} = - 0,125 \sum_p x_{p,2} \quad (11)$$

x_1 és x_2 értékét az $F(x, \vec{v}) = 0$ implicit összefüggés alapján a következő egyenletek segítségével számíthatjuk ki:

$$F_{\vec{v}} + F_x \frac{dx}{d\vec{v}} = 0 \quad (12)$$

$$F_{\vec{v}\vec{v}} + 2 \frac{dx}{d\vec{v}} F_{x\vec{v}} + \left(\frac{dx}{d\vec{v}} \right)^2 F_{xx} + F_x \frac{d^2x}{d\vec{v}^2} = 0 \quad (13)$$

Ezekből az egyenletekből

$$x_1 = \left(\frac{dx}{d\vartheta} \right)_{\vartheta=0} = - \frac{F_{\vartheta}(0)}{F_x(0)} \quad (14)$$

$$x_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{d^2x}{d\vartheta^2} \right)_{\vartheta=0} = - \frac{1}{2} \frac{F_{\vartheta\vartheta}(0) + 2x_1 F_{x\vartheta}(0) + x_1^2 F_{xx}(0)}{F_x(0)} \quad (15)$$

Számításainkban figyelembe vettük azt a változást is, amit a fedési integrál megtartása jelent. Ebben az esetben a következő jelöléseket használtuk:

$$E' = \alpha - y\beta \quad (16)$$

$$y(\vartheta) = y_0 + y_1\vartheta + y_2\vartheta^2 + \dots \quad (17)$$

A benzol diamágneses anizotrópiájának értéke ekkor:

$$\Delta'\chi_B = 29,6391 \beta \left(\frac{\pi e}{hc} S \right)^2 \quad (18)$$

A diamágneses anizotrópiák hányadosa:

$$\frac{\Delta'\chi}{\Delta'\chi_B} = - \frac{4}{29,6391} \Sigma y_{p,2} \quad (19)$$

y_2 kifejezhető x_0 , x_1 és x_2 -vel:

$$y_2 = \frac{x_2}{(1 + \delta x_0)^2} - \frac{x_1^2 \delta}{(1 + \delta x_0)^3} \quad (20)$$

δ a fedési integrál = 0,25. Mind a (18), mind a (20) egyenlet $(1 - \alpha\delta)$ egységekben van megadva.

Számításaink eredményeképpen meghatároztuk a diamágneses anizotrópiáknak a benzolra vonatkoztatott értékét. A benzol diamágneses anizotrópiája $-54 \cdot 10^{-6}$, így az egyes vegyületekre vonatkozóan a következőt nyerjük:

Chrysén	Tetracén	Triphenylén	Tetraphén	Benz-phenantrén
L. -240,5	-256,3	-220,1	237,8	-239,9
B. -245,5	-263,6	-223,9	-243,2	-245,2

A Brooks-féle finomítás figyelembevétele aránylag keveset változtat az eredményen. (Átlag 5%-kal növeli.)

A chrysénél a kísérleti érték -226. A tetracén és triphenylén esetében a diamágneses anizotrópia értékére bizonyos becslést nyerhetünk azáltal, hogy ezeknél a mágneses mérések alapján ismerjük a három fő susceptibilitás összegét:

$$(K_1 + K_2 + K_3) - t,$$

ahol K_1 és K_2 a fősusceptibilitások értékei a molekula síkjában levő, egymásra merőleges tengelyek mentén. Ezek számértéke a tekintetbe vett molekuláknál közelítőleg azonosnak vehető, aminek a chrysén adatai alapján -80 és -90 között kell lennie. Így a diamágneses anizotrópia értéke a tetracénél -211- -241, a triphenylénél pedig -203,8 - -233,8 között van. A tetraphén és benzphenantrénre vonatkozólag még nem ismeretesek mágneses mérések.

Eredményeink áttekintése azt mutatja, hogy az elméletileg számított értékek általában valamivel magasabbak, mint a kísérleti adatok. Az eltérés általában 7% körül mozog.

Az elméleti számítások eredményeinek áttekintése továbbá azt is mutatja, hogy - bár az összes adatok -220 és -265 közé esnek - az egyes vegyületek diamágneses anizotrópiája általában eltérő. Legnagyobb a lineárisan kondenzált tetracénél, legkisebb a lineáris alaktól leginkább eltérő triphenylénél. Ez az eredményünk analóg a 3 gyűrűs vegyületeknél tapasztalt jelenséggel, ahol a lineárisan kondenzált anthracén diamágneses anizotrópiája nagyobb, mint a phenantréné. Emlékeztetünk arra, hogy az ultraibolya színekép tekintetében is a lineárisan kondenzált aromásak bizonyos mértékben különálló helyet foglalnak el, ezeknél tolódik leggyorsabban előre a gyűrű szám növekedésével az első abszorpciós maximum.

Összefoglalva eredményeinket megállapíthatjuk, hogy a diamágneses anizotrópiáknak F. London illetőleg Brooks módszerével történő számítása alkalmas a kérdés elméleti vizsgálatára négygyűrűs vegyületek esetén is.

Hálás köszönetünket fejezzük ki Pauncz Rezső-nének és Kocsis Vilmosnak, akik a numerikus számolások végzésében igen nagy segítséget nyújtottak.

Pauncz Rezső—Berencz Ferenc
Egyetemi Elméleti Fizikai Intézet,
Szeged

A kémiai mechanika néhány fontos állandójának meghatározása spektroszkópiai úton

Az abszorpciós színeképek vizsgálatát igen sok feladat megoldására lehet felhasználni. Eltekintve attól, hogy különösen a szerves vegyületek azonosítására egyik legmegbízhatóbb módszerként használható, az abszorpciós spektrumok kiértékelése és meghatározott kromoforokhoz való rendelése szerkezetkutatási vonalon nagyjelentőségű. Mindezekon kívül felhasználható az abszorpciós spektroszkópia a kémiai mechanika egyes más módszerekkel nehezen, vagy egyáltalában nem követhető kérdéseinek megoldására is.

Néhány szóval szeretném ismertetni az abszorpciós spektroszkópia ezen utóbbi területen való felhasználásának lehetőségeit.

1. Edwards (1) reakciókinetikai méréseket végzett az abszorpciós spektrumok vizsgálatával. Kiszámította az aszpirin termodinamikus disszociációs állandóját s kidolgozott egy módszert a hidrolízis közben keletkezett szalicilsav kvantitatív kimutatására aszpirin jelenlétében. A vizes hidrolízis kinetikáját 17°C -on tanulmányozta, $0,5$ és 13 pH közötti területen.

2. Scheibe (2) reverzibilis polimerizációs folyamatokat vizsgált spektroszkópiai úton. Ismeretes, hogy különböző festékmolekulák sok esetben képesek nagyobb molekuláris képződményekké összekapcsolódni. Ilyen magasabb molekuláris képződmények mindenféle nagyságot felvehetnek kettősmolekuláktól egészen a kolloiddimenziójú óriásmolekuláig. Fontos szerepet játszanak az ezen molekulák összekapcsolódását előidéző erők, melyekre Scheibe különböző töménységű festékelvoldatok színeképeiből következtetett.

3. Ugyancsak a polimerizáció vizsgálatával foglalkozott Rabinowitsch és Epstein (3) is, akik azt tapasztalták, hogy egyes festékelvoldatok színeképére a hőmérséklet emelésének ugyanolyan hatása van, mint a koncentráció csökkentésének. Ebből a kísérleti észlelésből kiindulva megállapították, hogy dimerizációs folyamatról van szó, s kiszámították a dimerizáció szabad energiáját, a dimerizációs hő értékét és a dimerizáció entrópiáját.

4. Rohde és Vogt (4) vizsgálatsorozatot végeztek a CoCl_2 abszorpciós színeképén, piridines közegben, -45°C és $+105^{\circ}\text{C}$ közötti hőmérséklettartományban. Azt tapasztalták, hogy hőmérséklet hatására az oldat színe megváltozik. A mérési eredményekből pontosan megkapták a vörös-kék színváltozás reakcióhőjének értékét.

Ennek a néhány válogatott példának előrebocsátásával azt hiszem sikerült megvilágítanom, hogy az ultraibolya abszorpciós spektroszkópiai vizsgálatokat milyen mértékben lehet használni a legkülönbözőbb területeken. Mielőtt azonban rátérnék a jelenleg folyamatban levő vizsgálataink első részleteredményeinek ismertetésére, még

néhány módszertani szempontot kell megemlítenem.

Attól függően, hogy mi a vizsgálatnak célja, mindig gondosan kell mérlegelnünk a használandó módszert. Kortüm »Kolorimetrie und Spektralphotometrie« című munkájában szösz szerint a következőket írja: (5) »Szerkezetkutatási problémáknál, mint azt igen sokszor kihangsúlyoztuk, a spektrografikus módszerek az összes többi annyira felülmúlják, hogy az abszorpciós- és fluoreszcenciaspektrumok meghatározására kizárólag ezt használják. Ez érvényes függetlenül attól a spektrumtartománytól, ahol a spektrumokat észleljük. ... Ezen szabály alól csak az igen kis extinkciók mérésénél tehetünk kivételt. Ekkor lépnek előtérbe a fényelektromos módszerek. Ilyen esetek viszonylagosan olyan ritkán fordulnak elő, hogy az általános szabályt: spektrografikus módszerek az abszolút méréseknél — praktikusán nem befolyásolják«.

Mindezekhez a magunk részéről még két dolgot kell hozzáfűznünk. Az egyik az, hogy a spektrografikus módszernek az a behozhatatlan előnye van a fényelektromos mérésekkel szemben, hogy a fényképezőlemez, mint örök mementó egy borítékban eltehető és így a mérési eredmények bármikor újra kiértékelhetők, míg a fényelektromos módszernél a leolvasásokat elvégezve semmi látható nyoma nem marad meg a méréseknek, a jegyzőkönyvön kívül. A másik, szintén behozhatatlan előnye a fényképezési módszernek, hogy nem feltétlenül szükséges felvételsorozat készítése, hanem elegendő a legbonyolultabb abszorpciós görbéknél is legfeljebb három különböző rétegvastagságon keresztül felvételt készíteni, s az így kapott színeképeket fotométerrel kiértékelni. (6) Ennek a módszernek az előnye főképpen a kémiai mechanikába tartozó problémák vizsgálatánál mutatkozik meg. Például olyan esetben, amikor igen rövid idő alatt lefutó változást vizsgálunk spektroszkópiai úton. Képzeljük el, hogy az abszorpciós görbét úgy akarjuk meghatározni, hogy pl. egy Beckmann-féle spektrálfotométerrel minden hullámhossznál leolvassuk az extinkció értékeket. Ha igen gyorsan dolgozunk és egy leolvasásra csak 20 másodpercet számítunk, akkor is valamivel több mint egy óra szükséges 200 leolvasás elvégzésére, ami pedig csak annyit jelent, hogy pl. $200\text{ m}\mu$ -tól $400\text{ m}\mu$ -ig vizsgáltuk meg az anyag színeképét, ha a leolvasásokat minden $\text{m}\mu$ -nál végeztük el. Ez alatt az egy óra alatt pedig az oldott anyag már régen nincs abban az állapotban, mint amiben a vizsgálat kezdetén volt. Sokkal előnyösebb a helyzetünk akkor, ha az oldat színeképét lefényképezzük. Ekkor ugyanis, ha nagyon hosszú időt számítunk az exponálásra, akkor maximálisan 2 percről lehet

szó! Méréseinknél azonban olyan intenzív fényforrást használunk, hogy az expozíciós idő 0,2 és 10 másodperc között volt. Egy teljes színekép felvételére tehát sokkal kevesebb idő kell így, mint a spektrálfotométerrel egy leolvasásra! Ez még akkor is igaz, ha nem egy felvételtől, hanem amint már említettük, három felvételtől állapítjuk meg fotométer használatával a teljes abszorpciós görbét. Ez a módszer tehát pontosság és megbízhatóság tekintetében feltétlenül versenyen kívül áll a kémiai mechanika tárgykörébe tartozó vizsgálatoknál. Az általunk végzett méréseknél különösen szükség volt a gyorsaságra, ugyanis különböző hőmérsékleten mértük az oldat színeképét. Elektromos fűtéssel állítottuk elő a küvetában a megfelelő hőmérsékletet, s másodperces expozíciós idő használatával biztosítottuk a hőmérsékletleolvasás pontosságát.

Méréseinkhez nitroso típusú vegyületeket használtunk, melyeket Kovács József a BELTE Szerves Kémiai Intézetének docense állított elő (7). Ezeknél az anyagoknál hőmérséklet hatására oldatban, toluolt használva oldószerül, igen érdekes jelenséget lehet megfigyelni. Szobahőmérsékleten (20 C°) oldva az anyagot színtelen oldatot kapunk, melegítéskor azonban halvány kékeszöld színeződés lép fel, amely hűtéskor eltűnik. A szakirodalom szerint hidegen oldott állapotban az anyag dimer alakban van jelen, míg melegítéskor szétszakad s monomer alakban jelentkezik. Ennek a folyamatnak spektroszkópiai úton való vizsgálatát igen érdekesnek tartottuk, mert a dimer—monomer átalakulás mechanizmusa még nem egészen tisztázott. Kravec, Peszkina és Zsidkova (8) végeztek hasonló vizsgálatokat festékmolekulákkal, s megállapítják az előadásuk után lefolyt vita során azt, hogy nincs egészen tisztázva még, hogy monomerekkel és dimerekkel, vagy ionokkal és molekulákkal van-e dolguk, azonban egész sor kísérleti adat szól a monomer—dimer feltevés javára. Ezen az alapon elindulva egyelőre még mi is dimer és monomer alakról beszélünk a továbbiakban.

Előkísérleteink mérési eredményeinek kiértékelésére az általunk bevezetett (9) és az összes fényképezési módszerre érvényes összefüggést a következőképpen módosítottuk:

$$\varepsilon = \frac{1}{cd} \left\{ \log \frac{I_0}{I'_0} + \log \frac{I'}{I} \right\} \quad (1)$$

ahol ε a moláris extinkció koefficiens, c a moláris koncentráció, d a küvetahosszúság cm-ben, I_0 és I'_0 az oldatba és az oldószerbe belépő, I és I' az oldatból és az oldószerből kilépő fény intenzitása. Tekintettel arra, hogy az oldatba és az oldószerbe belépő fényintenzitások méréseinknél megegyeztek, így a zárójelen belüli első tag értéke zérus. A második tagra felírható a következő összefüggés:

$$\log \frac{I'}{I} = \frac{1}{\gamma} \frac{f' - f}{100}$$

hol γ a lemezfajtára jellemző, hullámhossztól függő érték, a lemez gradációja, f' az oldószer színeképének feketedése, f az oldat színeképének feketedése. Ezt az összefüggést behelyettesítve az (1) egyenletbe:

$$\varepsilon = \frac{1}{cd} \frac{f' - f}{100 \gamma}$$

összefüggést kapjuk.

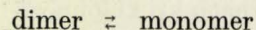
Ha a dimer alak extinkció értékét ε_d -vel jelöljük a vizsgált hullámhossznál, a monomerét pedig ε_m -mel, akkor a különböző hőmérsékleteken mért extinkció értékekre nézve fennáll a következő összefüggés:

$$\varepsilon = (1 - \alpha) \varepsilon_d + \alpha \varepsilon_m$$

hol α a monomer alak %-os előfordulásának értéke,

$$\text{s ebből } \alpha = \frac{\varepsilon - \varepsilon_d}{\varepsilon_m - \varepsilon_d} \quad \text{illetve} \quad 1 - \alpha = \frac{\varepsilon_m - \varepsilon}{\varepsilon_m - \varepsilon_d}$$

Ha a folyamat a következő egyszerű reverzibilis reakció típus szerint játszódik le



akkor erre az esetre az egyensúlyi állandó értéke

$$K = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_d}{\varepsilon_m - \varepsilon}$$

Ha a korábbiakban levezetett összefüggést (2) behelyettesítjük K kifejezésébe, akkor igen egyszerű végképletet kapunk,

$$\text{mely hasonló az előbbihez } K = \frac{f - f_d}{f_m - f} \quad \text{ugyanis}$$

az oldószer színeképének feketedési értékei kiesnek, mert olyan színeképterületet választottunk vizsgálatainkhoz, ahol az oldószer extinkciójára a hőmérséklet változtatása nincs hatással. Az így levezetett összefüggés természetesen csak meghatározott koncentrációknál érvényes. A különböző hőmérsékleteken mért feketedési értékekből kiszámítjuk K értékét. A K értékek logaritmusát ábrázoljuk a hőmérséklet függvényeként egy

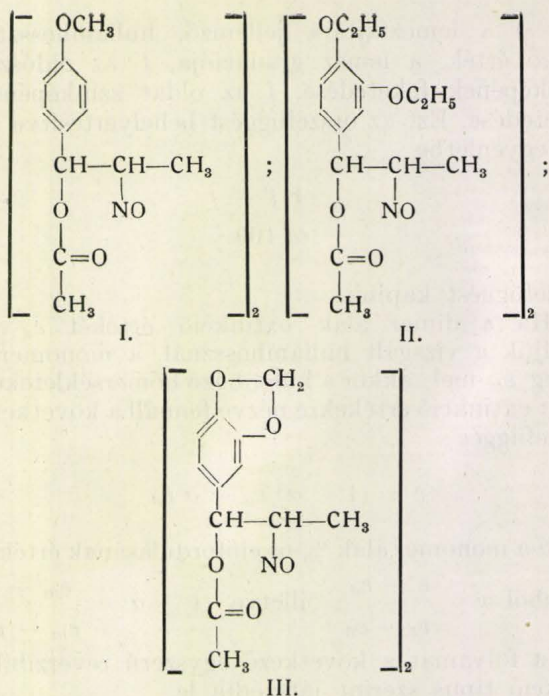
$$\log K - \frac{1}{T} \cdot 10^3 \quad \text{diagrammban, melyből közvet-$$

lenül kiszámítható a dimer \longleftrightarrow monomer átalakulás reakcióhője a következő összefüggés alapján

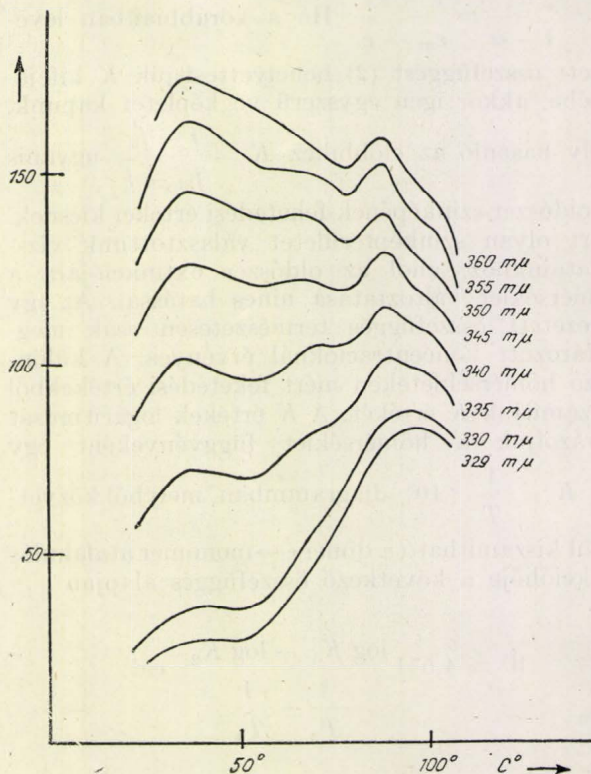
$$W = 4,571 \frac{\log K_1 - \log K_2}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} \quad \text{cal.}$$

Ennyiben szerettem volna beszámolni vizsgálataink módszeréről, s a továbbiakban az eddig elért részleteredményeket ismertetem.

Háromféle nitroso típusú vegyület dimer—monomer átalakulását vizsgáltuk. A három származék szerkezeti képlete a dimer formát tekintve a következő



Az ábrán láthatjuk a különböző hullámhosszaknál mért feketedési értékeket a hőmérséklet függvényében. Ez az ábra az I. anyagra vonatkozik,



1. ábra

de teljesen hasonló ábrákat kapunk a II. és III. anyagok azonos töménységű oldatainak vizsgálatánál is. A számított reakcióhő értéke, mely a teljes dimer—monomer átalakulásra vonatkozik kb. 25,000 cal, illetve a II. és III. anyagnál ennél kisebb, számszerint 17,000 és 14,000 cal. Ezekből az eredményekből kaptuk meg a további kísérletekhez szükséges alapot. Ugyanis az ábrából világosan látszik, hogy a dimer—monomer átalakulás csak a 330 mμ körüli hullámhosszaknál egyértelmű, míg a hosszabb hullámhosszaknál az látszik, hogy valami közti termék is képződik. Ez a közti termék nem lehet más, mint a nitroso vegyület tautomer monoxim formája. A teljes reakcióra vonatkozó, közelítő pontosságú reakcióhők értékéből pedig arra lehet következtetni, hogy a benzolgyűrűn elhelyezkedő különböző szubsztituensek különböző mértékű szubsztitúciós hatásuk révén jobban vagy kevésbé befolyásolják a reakció mechanizmusát. A részletfolyamatok tanulmányozására azonban, toluolt használva oldószerül, még nem kerülhetett sor a toluol saját abszorpciója miatt, át kell tehát térni más oldószer használatára, melynek az ultraibolya színképtartomány középső részén nincs jelentős fényelnyelése. Vizsgálataink további fázisában kloroformot használunk oldószerül, s akkor a kívánt színképtartományban is végezhetünk majd kísérleteket.

Az elvégzendő kísérletek eredményeképpen azt várjuk, hogy a szubsztituensek hatását számszerű értékkel tudjuk majd kifejezni, s ugyanakkor az oxim forma átmeneti megjelenését is tudjuk igazolni.

Ezekről a kísérletekről, valamint a közben már eddig is jelentkezett módszertani nehézségekről egy más alkalommal fogunk beszámolni.

Láng László

Központi Fizikai Kutató Intézet

IRODALOM

1. Edwards L. J.: Trans. Faraday Soc. 46. 723, 1950.
2. Scheibe G.: Kolloid-Z. 82, 1, 1938.
3. Rabinowitsch E. és Epstein L. F.: J. Am. Chem. Soc. 63, 69, 1941.
4. Rohde I. és Vogt E.: Z. physik. Chem. B. 15, 353, 1931.
5. Kortüm G.: Kolorimetrie und Spektralphotometrie, Springer 1948, 202. o.
6. Láng L. és Vizesy M.: Magyar Kém. Folyóirat s. a.
7. Kovács J.: Acta Univ. Szegediensis, Pars Chem. et Phys. 2, 56, 1948.
8. Kravec G. P., Peszkina A. L. és Zsidkova Z. V.: Izvest. Akad. Nauk Sz. Sz. R. 14, 493, 1950.
9. Lásd 6.

Diasztereomer párok színeképeinek vizsgálata

Gyógyhatású szénvegyületek esetében gyakran felmerül az a probléma, hogy egy bizonyos reakció folyamán milyen térszerkezetű termék képződött. Ha esetleg sztereoizomer párok keletkeznek egymás mellett, akkor további feladat annak eldöntése, hogy ezek egymástól élesen megkülönböztethetőek-e, s hogy milyen arányban fordulnak elő egymás mellett. Ilyen sztereoizomer párok többek között a hioszciamin és az atropin, a szkopolamin és az atoszcin, az efedrin és a pszeudoefedrin. Ide tartoznak a természetes és mesterséges kámfor-, illetve a természetes és mesterséges mentol-párok is.

A sztereoizomerek egymástól való megkülönböztetésének lehetősége általában az anyagok közönséges fizikai sajátságainak vizsgálatával megoldható, ha azok oldatban, vagy szilárd alakban, elegendő mennyiségben fordulnak elő. Ilyen vizsgálatok például a forgatóképesség, kristályszerkezet, olvadáspont, illetve forráspont mérése. Ha azonban az anyagok igen kis mennyiségben vannak jelen, s nem csak az egymástól való megkülönböztetés a célunk, hanem azt kell bizonyítanunk, hogy a cisz és transz helyzetű izomerek tényleg léteznek-e, s hogy azok valóban cisz és transz helyzetűek-e, akkor sok esetben célszerű a kérdést spektroszkópiai úton vizsgálni. Tulajdonképpen annak a bizonyítása, hogy a cisz és transz helyzet valóban és stabilisan előfordul, nem a spektroszkópia feladata, hanem a szerves kémiáé. A szerves kémiai úton való bizonyítás úgynevezett sztereo-specifikus reakciókkal történik. Vannak esetek azonban, amikor kétségtelen, hogy sztereoizomer párokkal állunk szemben, de a sztereo-specifikus reakció nem adhat kielégítő eredményt, mert a molekula szerkezetében vizsgálat közben történik meg a cisz-transz átfordulás. Spektroszkópiai módszert használva ezt az esetleges átfordulási zavart el lehet kerülni, s így a térszerkezetet a legtöbb esetben meg lehet határozni. Amennyiben biztos térszerkezetekkel állunk szemben, akkor a spektroszkópia feladata csupán annyi, hogy gyors és pontos módszert adjon a két sztereoizomer egymástól való megkülönböztetésére s azok egymás melletti kvantitatív meghatározására.

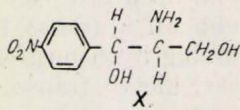
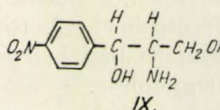
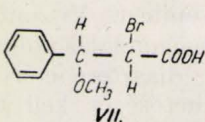
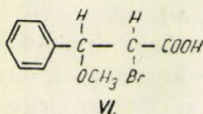
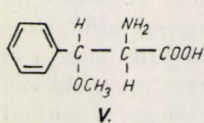
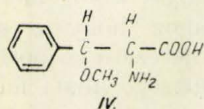
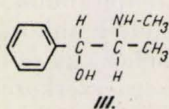
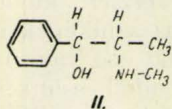
Vizsgálatainkhoz alkanolamin típusú vegyületeket használtunk, melyeket Kollonitsch János Kossuth-díjas kutatóvegyész bocsátott rendelkezésünkre. Mindegyik sztereoizomerpár optikailag aktív, de a két vegyület nem antipódja egymásnak, hanem diasztereomerek. A diasztereoméria fogalma annyit jelent, hogy két szomszédos aszimmetria centrumnak kell lennie a molekulában s az aszimmetria centrumokon elhelyezkedő szubsztituensek relatív helyzete változik.

Első és főprobléma tehát annak eldöntése, hogy a diasztereomer párok színeképei különböznek-e egymástól a vizsgált színekép területén?

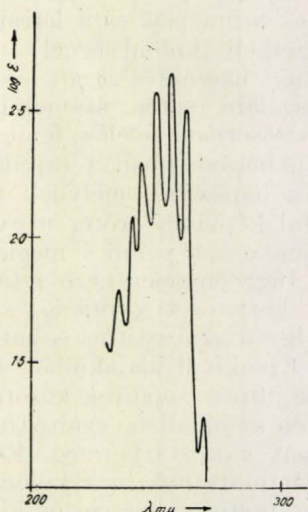
Ha igen, mint ahogy ez valószínű, akkor azt kell megállapítanunk, hogy ez az észlelt különbség elegendő-e ahhoz, hogy a kapott színeképek mindegyikéhez egy és csakis egy, tehát cisz vagy transz helyzetű szerkezeti képletet rendelhessünk. Meg kell azonban jegyezni, hogy ezeknél a diasztereomer pároknál teljesen elhibázott dolog mereven ragaszkodni ahhoz az állításhoz, hogy az egyik vegyület cisz, a másik transz helyzetű csoportokat tartalmaz. Az oldallánc telítettsége miatt fel kell tételnie a szabad rotáció lehetőségét, s ezért nem is két, hanem négy lehetséges esettel állunk szemben. Viszont irodalmi adatok és a józan megfontolás szólnak amellett, hogy éppen ezeknél a diasztereomer pároknál korlátozott rotáció lehetőségét kell feltételeznünk és így legfeljebb azt állíthatjuk, hogy az egyik térszerkezet közelebb áll a cisz felépítéshez, a másik pedig közelebb áll a transz felépítéshez. A továbbiakban mindig ilyen megfogalmazásban kell értelmezni a cisz, illetve transz megjelölést.

Mindezek tanulmányozásához szükséges, hogy a vegyületek szerkezete és a fényelnyelés mechanizmusa közötti összefüggést vizsgáljuk. Ennek a vizsgálatnak jelen esetben az az alapelve, hogy egy megfelelő és ismert szerkezetű alapvegyület színeképehez viszonyítjuk az ismeretlen térszerkezetű termékek színeképeit és a létrejött változást a térszerkezetbeli különbséggel magyarázzuk. Ilyen módszert használva az alkanolaminek színeképeinek vizsgálata esetén, számolni kell a fényelnyelésért elsősorban felelős fenilgyök fényabszorpciójával, másodsorban a rajtalevő oldallánc szubsztitúciós hatásával, melynek nagyságát az oldallánc által képviselt erőter nagysága szabja meg. Figyelembe kell venni a megkötött gyökök nagyságától függően jelentkező szterikus gátlást is, ami a korlátozott rotáció szempontjából lényeges és így a szubsztitúciós hatás nagyságát változtatja. Ezenkívül kialakulhat az egymáshoz térközelségbe jutott csoportok között hidrogénhíd is, ami szintén az oldallánc szubsztitúciós hatásának nagyságát változtatja meg. Előadásunkban néhány példát mutatunk be a különböző diasztereomerek szerkezete és abszorpciós színeképe közötti összefüggésre. Igen sok vegyületpárt vizsgáltunk meg, melyek közül a legjellemzőbbeket tárgyaljuk (lásd: 1. táblázat).

A II. és III. vegyület fényabszorpcióját a mezoméria hatás kifejtésére képes fenilgyök határozza meg. E vegyületek színeképei tulajdonképpen módosult benzolszíneképek (1. ábra). A fenilgyökön levő telített oldalláncnak önálló abszorpciója csak a távoli ultraibolyában van, így az általunk vizsgált színekép területen csak szubsztitúciós hatást fejt ki, mely kétféleképpen jelentkezik. Egyrészt a benzolszínekép teljes finomszerkezetéből csak három maximum mérhető ki, azok is egy kicsit a hosszabb hullámok felé vannak



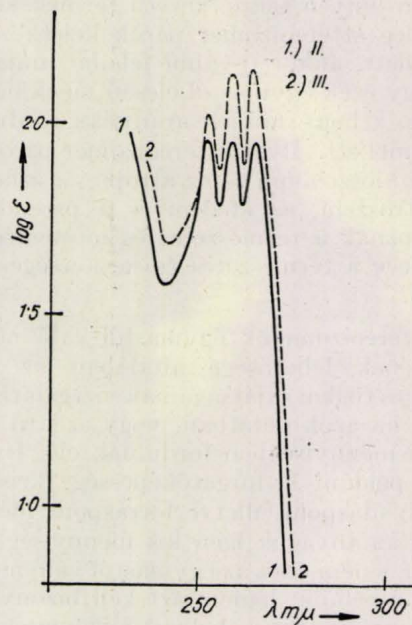
eltolódva, másrészt a vegyületpár és az alapvegyület extinkció értékei különböznek egymástól. Ha az oldalláncban levő hidroxil és amino csoport



1. ábra

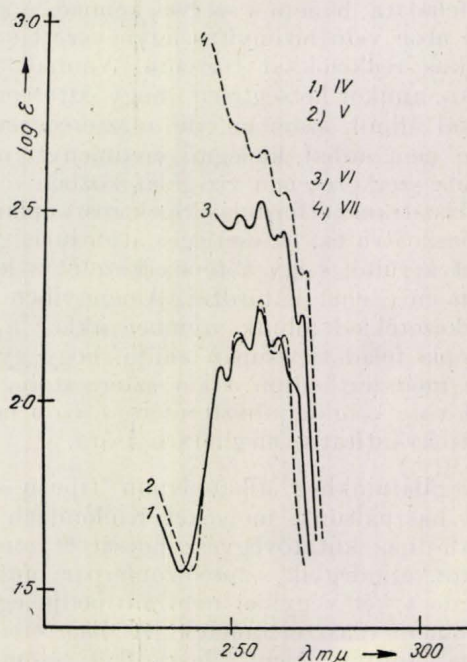
cisz állásban van, akkor a mért extinkció kisebb, mint ahol transz állásban van (2. ábra). Ennek magyarázata szerintünk a térszerkezetből közvetlenül adódik. Transz állásnál ugyanis a megkötött gyökök egymástól távol helyezkednek el, s így nem gátolják egymást hatásuk kifejtésében, tehát nagyobb és stabilisabb erőteret képviselnek. Cisz állásnál viszont az egymás közvetlen közelében, szterikus okok miatt esetleg csak deformáltan elhelyezkedő gyökök által meghatározott erőter nagysága és stabilissága, s így ezzel együtt az oldallánc szubsztitúciós hatása is csak kisebb lehet.

Hasonló típusú vegyületpár a IV. és V. származék is. Színképük a II. ill. III.-nak megfelelően módosult benzol színkép (3. ábra, 1. és 2. görbe). Az oldallánc szubsztitúciós hatása itt is érvényesül,



2. ábra

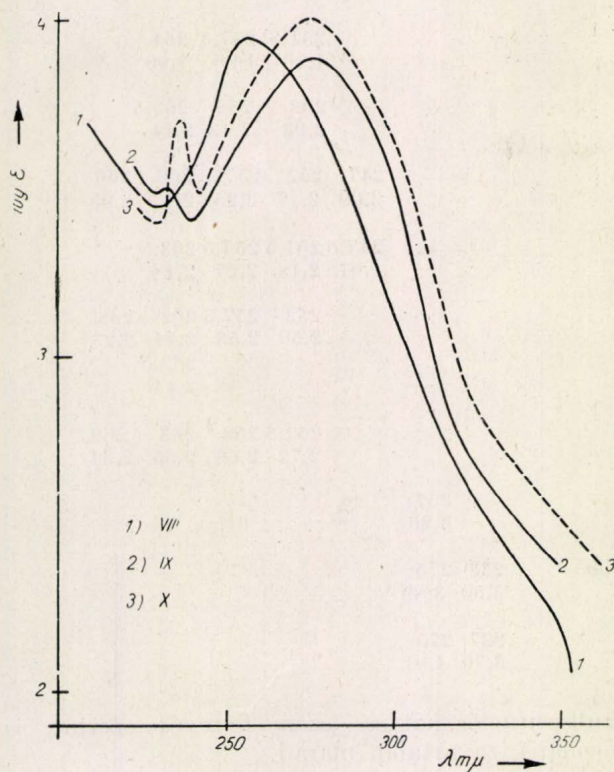
egyrészt abban, hogy a benzolsávokból megmaradtakat egy kissé a látható színkép felé tolja



3. ábra

el, másrészt pedig abban, hogy a maximumhelyek intenzitását megváltoztatja. Amint látjuk azonban a két diasztereomer színképe nem különbözik egymástól olyan élesen mint az előbb ismerttetett

vegyületpárnál. Ezt az érdekes jelenséget a következőképpen lehet magyarázni. Az oldalláncban levő amino és karboxil csoport térközelése ú. n. »Zwitter-ion« kialakulását eredményezheti. Ennek a feltétele ugyanis csupán az, hogy



4. abra

elegendő közel jusson egymáshoz ez a két csoport. Ez a feltétel itt teljesül függetlenül attól, hogy az oldalláncban levő metoxi csoport az amino csoporthoz képest cisz vagy transz állásban van. Így tehát az amino csoport erőtere elsősorban a karboxil csoport erőterével kerül közvetlen kapcsolatba, s így alig van befolyása a cisz illetve transz állású metoxi csoport erőterére. A szubsztitúciós hatást viszont az egész oldallánc gyakorolja, s így a »Zwitter-ion« képződés azt eredményezi, hogy a két diasztereomer színeképe alig különbözik egymástól. Azt azonban itt is meg lehet állapítani, hogy a transz származék főszárvja nagyobb intenzitású, mint a cisz módosulaté.

Mindezek igazolására megvizsgáltuk olyan diasztereomerek színképét, ahol Zwitter-ion, vagy hidrogén híd kialakulása egyáltalában nem lehetséges, mert az oldalláncban nincs egymás mellett két olyan csoport, mely azt létre tudná hozni. Várható tehát, hogy a szubsztitúciós hatás a transz származéknál sokkal jobban, erősebben jelentkezik. Az ábrán látható a VI. és VII. számú két származék színképe (3. ábra 3. és 4. görbe). A maximumok helyéből itt is világosan látszik, hogy módosult benzol színképről van szó, akár az előzőknél. Itt azonban a cisz és transz származék színképe

között a különbség óriási. Ez a különbség azzal magyarázható, hogy a bróm atom Van der Waals-féle rádiusza olyan nagy, hogy cisz állás esetében szükségképpen fellép a szterikus gátlás jelensége, amikor is az oldallánc különböző tagjai nem tudnak szabályosan, feszültségmentesen elhelyezkedni egymás mellett. Így a cisz állású csoportokat tartalmazó oldallánc szubsztitúciós hatása lényegesen kisebb lesz, mint a transz állású csoportokat tartalmazóé.

Végezetül bemutatunk egy újabb diasztereomer párat, melynek az az érdekessége, hogy a benzolgyűrűn az oldallánchoz képest para helyzetben egy nitro csoport foglal helyet. Itt tehát az alapszínkép az eddigiektől eltérőleg nem a mezo-meriaképes fenilgyök színképe lesz, hanem az igen erős kromofor hatású nitro csoportot tartalmazó nitrobenzol (VIII.) színképe (4. ábra, 1. görbe). A telített oldallánc szubsztitúciós hatása a cisz (IX.) és transz (X.) állásnak megfelelően különböző mértékben jelentkezik. A nitrobenzolnak megfelelő fősáv a látható színképtartomány felé tolódik el igen jelentős mértékben, ami annyit jelent, hogy az oldallánc szubsztitúciós hatása kisebb energiát igénylő gerjesztési feltételeket teremtett. A fősáv intenzitásának megváltozása az oldallánc cisz illetve transz állású csoportjainak a már előzőekben ismertetett hatását mutatja (4. ábra, 2. és 3. görbe). Itt azonban ismét egy érdekes esettel állunk szemben. A hidrogénhíd kialakulásához szükséges feltételek itt teljesülnek, mégpedig a cisz származéknál kétszeresen, mint a transz származéknál. A cisz származéknál ugyanis két hidroxil csoport juthat az amino csoporthoz térszomszédságba, míg a transz származéknál csak a láncvégi hidroxil csoport és az amino csoport között jöhet létre hidrogénhíd kötés. A 240 mμ alatti színképterületen jelentkező keskeny sáv eredetére még nem alakult ki kielégítő magyarázat.

A diasztereomer párok színeképeinek legfontosabb adatait a 2. táblázatban adjuk meg.

Eddigi vizsgálataink eredményét a következőkben foglaljuk össze :

Az alkanolaminek jellemző oldalláncának a benzolgyűrűhöz való kapcsolása nagymértékű változást okoz a megfelelő alapvegyület színképében. Ez a változás tehát az oldallánc szubsztitúciós hatásának következménye, melynek nagyságát az oldallánc által képviselt erőter nagysága szabja meg. Az oldallánc bekapcsolása az alapvegyület színképét a hosszabb hullámok felé tolja el és ugyanakkor megváltoztatja a színképben jelentkező sávok extinkció értékeit is. Míg azonban az alapvegyületek színképének hosszabb hullámok felé eltolása a diasztereomer pároknál közel egyező értékű, addig az extinkció értékek megváltozása már nem ugyanaz. A cisz—transz származékok színképének extinkció értékei között mért különbség magyarázására kétféle hipotézist állítottunk fel :

2. táblázat

Vegyületek	Felső érték: λ $m\mu$							
	Alsó érték: $\log \epsilon$							
I. Benzol	234	240	243	249	255	261	269	
	1,80	2,09	2,30	2,58	2,66	2,52	1,30	
II. dl- ψ -efedrin (cisz)					251,5	257,5	264	
					1,96	1,96	1,96	
III. dl-efedrin (transz)					252	258	263,5	
					2,03	2,13	2,14	
IV. 2-fenil-szerin-metiléter (cisz)	247	252	257,5	262	266			
	2,09	2,17	2,25	2,17	2,05			
V. 2-fenil-szerin-metiléter (transz)	247,5	251,5	257,5	263,5				
	2,07	2,18	2,27	2,18				
VI. 2-fenil-2-metoxi-1-bróm-propionsav (cisz)	252	257,5	262	268				
	2,50	2,53	2,44	2,23				
				263,5				
				2,44				
VII. 2-fenil-2-metoxi-1-bróm-propionsav (transz)	251,5	258	263	269				
	2,72	2,66	2,55	2,34				
VIII. Nitrobenzol	257							
	3,96							
IX. 1-(para-nitro-phenyl)-2-amino-1,3-propándiol (cisz)	233	275						
	3,50	3,89						
X. 1-(para-nitro-phenyl)-2-amino-1,3-propándiol (transz)	237	275						
	3,70	4,01						

Az egyik szerint az aszimmetriás szénatomokhoz kapcsolt gyökök cisz állásban egymás erőterének hatását lerontják, s így az egész oldallánc szubsztitúciós hatása kisebb lesz, az abszorpciós görbe ennek megfelelően a transz származék abszorpciós görbéje alatt fut. A transz állásban lévő gyökök nem zavarják egymás erőterét, tehát az oldallánc szubsztitúciós hatása normálisan, zavartalanul jelentkezik.

A másik feltevés szerint a cisz állásban megkötött gyökök egymás erőterének zavarása eredményeképpen az egész oldallánc szubsztitúciós hatása megnövekedik és az abszorpciós görbe a transz származék abszorpciós görbéje felett helyezkedik el. A transz felépítésű oldallánc

szubsztitúciós hatása ezen feltevés szerint is normális, zavartalan marad.

Az ismertetett vegyületek színekének magyarázatára az első feltevést alkalmaztuk, mert szerintünk az a helyes feltevés. Az általunk ismert irodalomban erről a kérdésről elég sok pro és kontra vélemény hangzott el, végleges álláspont azonban még nem alakult ki. Ez a feltevés szerintünk elegendő ahhoz, hogy a diasztereomer párok színekeit kielégítő módon vizsgálhassuk akár abszolút konfiguráció megállapítása céljából, akár pedig analitikai vizsgálatok miatt.

Vizesy Mária és Láng László
Központi Fizikai Kutató Intézet

Akusztikus dehidrociklizáció

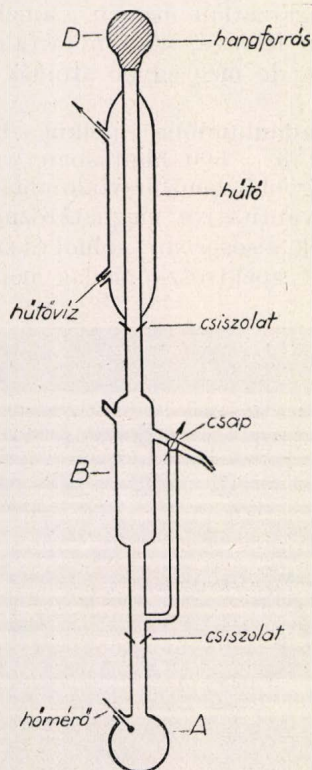
Az elmúlt mintegy 20 év kémiai iparának rohamos fejlődése a szénkátrányokból nyerhető aromás szénhidrogének és fenolok kémiájának kialakulásával szoros összefüggésben áll. Mivel a kátrány, mint eddig használhatatlan, sőt káros melléktermék, szinte korlátlanul állott rendelkezésre, a szerves kémikusokat legfeljebb csak elméletileg érdekelte az alifás szénhidrogéneknek aromás származékokká való átalakíthatóságának lehetősége. Miután azonban kiderült, hogy ezen lehetőségnek technikai szempontból igen nagy jelentősége van, lévén az aromás származékokat tartal-

mazó motorüzemanyagoknak lényegesen jobb a kopogásmentességük, mint a velük megegyező egyenes, vagy csak mérsékelten elágazó alifás szénhidrogéneknek, a kérdés az érdeklődés homlokterébe került. Ezt a reakciót is — mint a kémia történetében oly sokat — egymástól teljesen függetlenül 1936-ban valósította meg Moldavszki és Kamuser (1) kromoxid katalizátorral a leningrádi Nagy Nyomások Intézetében, Kazanskij és Plate (2) platina katalizátorral a moszkvai egyetemen, valamint Grosse Morell és Madox (3) krómoxid és alumíniumoxid katalizátorral Csiká-

góban. Azóta ezek az eljárások alapjai a nyílt szénláncú vegyületek minden olyan típusa aromatizálásának, amelynél a dehidrogéneződés és gyűrűzáródás egyszerre következik be. Ezért is hívják a reakciómechanizmust dehidrociklizációnak.

Hazánkban is ezen az alapon végeztek vizsgálatokat Vándor (4) és Varga (5, 6).

A dehidrociklizáció *Pt*, *Pd*, *Ni* katalizátorral 300 C° körül játszódik le, míg oxid katalizátorok esetében 450–500 C° körül. Az újabb vizsgálatok kiderítették, hogy a kétféle katalizátortípus hatás-



1. ábra. Kísérleti berendezés vázlata

mechanizmusa különböző. Valószínűleg a fém-katalizátor esetében az alifás molekula teljes felületében adszorbeálódik, míg oxid katalizátoroknál először csak két pontban, hogy aztán deszorpció után más helyzetben újból adszorbeálódik (7).

Ismerve, hogy az intenzív akusztikus sugárzások kémiai folyamatoknál fizikai katalizátorként hathatnak (8), — pl. 300–350 C° körüli forrpontú alifás olajoknál polimerizációs folyamatokat idéznek elő — valamint, hogy gőzök kondenzációja alkalmával a határretegél különleges termodinamikai állapotok lépnek fel, egy munkahipotézist állítottunk fel, amely szerint a kondenzációkon alkalmazott intenzív akusztikus sugárzás lehetővé teszi a dehidrociklizációt.

Munkahipotézisünk szerint az akusztikus dehidrociklizációnál az intenzív akusztikus sugárzásnak a már ismert kavitáción, a hő és nyomáshatásokon kívül, főleg két szerepet tulajdoníthatunk:

1. A reakciótér falát — amely katalizátoronként szerepel — állandóan »szabadon« tartja.

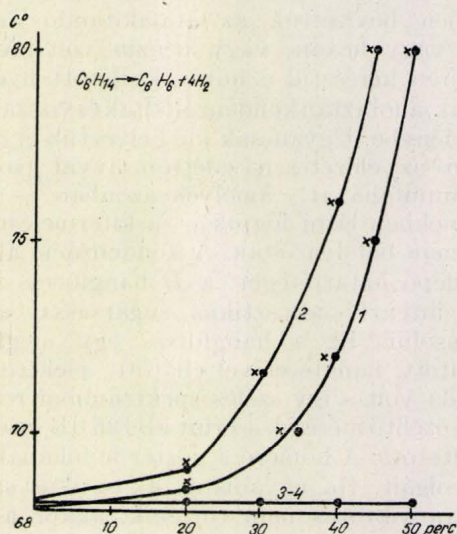
2. Lehetővé teszi az adszorpciót, átmeneti entrópiacsökkenést idéz elő s elősegíti a deszorpciót is.

Abból a célból, hogy eldöntsük, érdemes-e a kérdéssel behatóbban foglalkozni, előzetes tájékoztató kísérleteket végeztünk, amelyekhez az 1. ábrán látható berendezést használtuk. Az *A* edényben hevítettük az átalakítandó anyagot, amely vagy hexan, vagy benzin volt. A gőzök a *B* téren keresztül a hűtővel ellátott üvegsőbe jutottak, ahol aztán kondenzálódtak és visszafolytak az *A* edénybe. Ugyancsak ide helyeztük el némely, esetben az előzetesen salétromsavval passzívált alumíniumfóliákat, amelyek azonban — mint a későbbiekben látni fogjuk — a kitermelést lényegesen nem befolyásolták. A kondenzáció alkalmával fellépő határreteget a *D* hangforrás szolgáltatta, intenzív akusztikus sugárzással akartuk befolyásolni. Ez a hangforrás egy megfelelően átalakított, hangterelővel ellátott elektromágneses duda volt s így széles spektrummal rendelkezett. Közelítő mérések szerint kb 135 dB intenzitást szolgáltatott. A hőmérő a gőztér hőfokának mérésére szolgált. Ha ugyanis az akusztikus sugárzás hatására változás nem történik, akkor a gőztér hőfokának — önmagába kondenzáló rendszerrel lévén dolgunk — változnia nem volna szabad. Ha azonban az akusztikus sugárzás hatására bármilyen anyagi változás történik és a keletkező anyag mindig visszajut a kiinduló anyaghoz, a gőztér hőmérsékletének meg kell változnia. A hőmérsékletnek az idő függvényében történő változását tehát csak azzal magyarázhatjuk, hogy az intenzív akusztikus sugárzás hatására új anyag is keletkezett. A 2a. ábrán látjuk a besugárzott hexánnak a forrpontváltozását az idő függvényében. Az 1. görbe salétromsavval passzívált alumíniumfólia jelenléte nélkül, míg a 2. görbe annak jelenlétében besugárzott hexán időbeli forrpontváltozását mutatja. A 3. és 4. egyenessel pedig az ugyanezen kísérleti berendezésben besugárzás nélkül, de különben hasonló körülmények közt kezelt hexán forrpontváltozása van az idő függvényében ábrázolva.

A 2b. ábrán viszont besugárzott benzin forrpontváltozását láthatjuk az idő függvényében. Feltűnő, hogy a benzin besugárzása esetén, a hexannal ellentétben, a hőmérsékletnek az idő függvényében megfigyelt változása nagy és szabálytalan ingadozásokat mutat. Ezen ingadozások esetleg részben arra vezethetők vissza, hogy a hangforrás intenzitását többször változtattuk, de esetleg arra is enged következtetni, hogy az akusztikus sugárzás hatására különböző időben más-más termékek keletkeztek, lévén a benzin többféle parafin elegye.

A csapnál besugárzás alatt is lehetett mintát venni. Az itt vett minták zavarosak voltak, amely zavarosság azonban melegítés hatására gázfejlődés mellett eltűnt, jelezvén, hogy a zavarosodást elnyelt gázok okozták. Az eltávozó gázok levegőn pukkanásszerűen meggyulladtak,

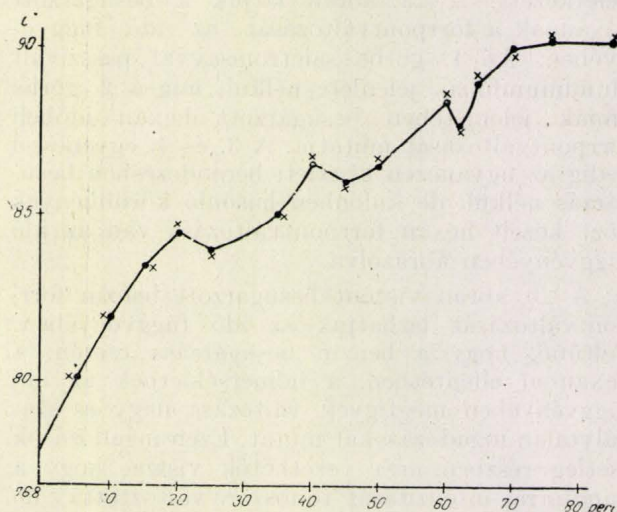
ami többek közt hidrogén jelenlétére engedett következtetni. Az intenzív akusztikus sugárzás hatására tehát gáztermékek is keletkeztek, amit az is bizonyít, hogy besugárzás után az eredeti anyag térfogata általában csökkent.



2a. ábra. Hexanminták forrpontváltozása akusztikus sugárzás hatására az idő függvényében

Benzin esetében az üveg falán gyantaszerű lerakódásokat is észleltünk, amelyek mennyisége azonban esetenként változott.

A folyékony fázist, amelynek nyilvánvalóan a besugárzás hatására keletkezett folyékony termé-



2b. ábra. Benzin forrpontváltozása akusztikus sugárzás hatására az idő függvényében

keket is tartalmaznia kellett — miután a kvalitatív vizsgálatok aromás származékok jelenlétére is utaltak — spektroszkópiailag is megvizsgáltuk. Ezeket a vizsgálatokat a KFKI Spektroszkópiai Osztályán Láng László és Vizessy Mária végezték. A spektroszkópiai analízis benzin esetében meglehetősen körülményes volt, lévén a rendszer

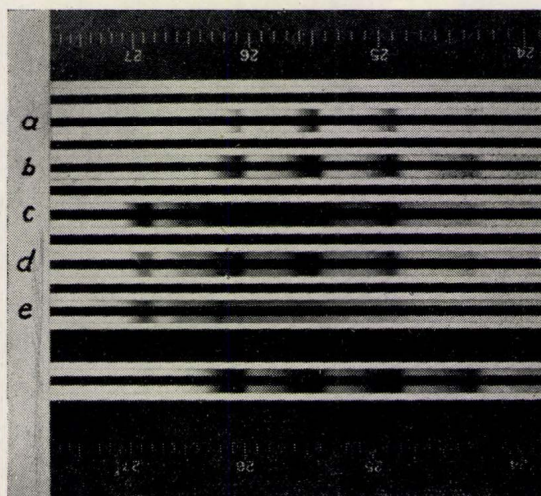
minimálisan hét komponensű. Nagyságrendi megállapításokat azonban kielégítő mértékben lehetett tenni. A besugárzatlan és besugárzott anyagról a 3. ábrán látható fénykép eredetijének fotometrállása alapján a következő volt megállapítható:

a) A besugárzatlan hexan, amely $\eta = 50$ hígításban van felvéve, nem volt spektroszkópiailag tiszta, mert 9 mg/ml benzolt tartalmazott.

b) A besugárzott hexan, amely $\eta = 500$ hígításban van felvéve, 90 mg/ml benzolt tartalmaz s egyéb aromás vegyületet nem tartalmaz.

c) A besugárzatlan benzin, amely $\eta = 50$ hígításban van felvéve, szintén tartalmaz kb. 20 mg/ml benzolt, de még egyéb aromás vegyületeket is.

d) Az alumíniumfólia nélkül besugárzott benzin, amely $\mu = 500$ hígításban van felvéve, lényegesen nagyobb benzoltartalommal rendelkezik, de ezt kvantitatíve meghatározni az egyéb zavaró anyagok, elsősorban toluol és származékai jelenléte miatt spektroszkópiailag nem lehetett.



3. ábra. Besugárzott és besugárzatlan hexan és benzin minták adszorpciós spektrumai

e) Az alumíniumfóliával besugárzott benzin alkoholos oldatának elkészítésénél csapadék vált ki, amit le kellett szűrni, hogy az oldat ne legyen zavaros. Így ennek kiértékelése csak bizonytalan eredményt ad.

Ezek alapján tehát leszögezhetjük, hogy bár a besugárzatlan hexan benzolszennyeződést tartalmazott, a besugárzás hatására azonban benzoltartalma tízszeresére nőtt. Az intenzív akusztikus sugárzás hatására az aromás származékokkal szennyezett benzinben is megnőtt a benzoltartalom, de ennek mértékét a felvételekből megállapítani nem lehetett. Már ezért is célszerűnek látszott a benzint kopogásmentességre is megvizsgálni.

Erre a célra a Magyar Ásványolaj és Földgáz Kísérleti Intézet által rendelkezésünkre bocsátott repülő alapbenzint sugároztunk be. Ebben az esetben a besugárzást nemcsak a már ismertett

típusú készülékben végeztük el, hanem kizárólag folyékony fázisban is, mégpedig 300 kc/s és 2800 kc/s frekvencián, $2,5 \text{ W cm}^2$ akusztikus energiával. Ez az akusztikus energia tehát kb. három nagyságrenddel nagyobb volt, mint az elektromágneses duda akusztikus energiája s mégsem kaptunk semmiféle változást.

Az 1. ábrán látható készülékkel a besugárzás 10 ill. 60 percig tartott mind a passzívált alumíniumfóliák jelenlétében, mind pedig azok nélkül. A kopogásmentességi vizsgálatokat — amelyeknek pontossága $\pm 0,5$ egység — Pallai István végezte. Mind az alumíniumfóliák jelenlétében, mind pedig azok nélkül történő kezelés eredményeképpen a 10 perces besugárzás esetében változás nem volt, a 60 percesnél azonban az oktánszám 64,3-ról 65,5-re, ill. 65,7-re emelkedett, ami 2% javulást jelent. Ez azonban a várt hatásnál jóval kevesebb. Ennek okát talán abban is kell keresnünk, hogy a repülő alapbenzin besugárzása nem ugyanazzal a készülékkel történt, mint az előzőeké. Tájékoztató jellegű kísérletekről lévén szó, az első berendezést több éves, használt külföldi üvegből készítettük, és a hangforrás is más volt. Ez pedig — mint azt a későbbiekben látni fogjuk — okozhat ily eltérést.

Mivel nem csak ezt a problémát, hanem az egész kérdéskomplexumot, még tüzetes vizsgálat tárgyává kell tenni, szükségesnek látszott munkahipotézisünket szélesebb alapokra helyezni. Mielőtt azonban ennek részletesebb ismertetésére rátérnénk, pár szót kell szólni a parafin szénhidrogének dehidrociklizációjának lehetőségéről.

Termodinamikailag ugyanazon hőmérsékleti tartományban egyaránt lehetséges hatnál magasabb szénatomszámú parafineknek a diszproporciója, valamint olefinekké és alacsonyabb parafinekké, ill. aromás és cikloparafin származékokká való átalakulása. Az előbbiekkel viszont ellentétben az aromatizálódással egyöntetűen az jellemzi, hogy csak a $C-C$ kötés széttrése útján jöhetnek létre. A folyamatot tehát nem lehet a hőmérséklet emelésével az aromatizálódás irányába eltolni, hanem csak megfelelően választott olyan katalizátorral, amely a $C-H$ kötést aktiválja és lehetőség szerint kiküszöböli a $C-C$ kötés szakadását. Ilyen tulajdonsággal pedig elsősorban az oxid katalizátorok rendelkeznek.

Ezek előrebocsátásával térek munkahipotézisünk részletesebb ismertetésére. Ezen hipotézisnek azonban nem célja, hogy az egész folyamatot, ill. az akusztikus sugárzás katalizáló hatásának lényegét helyesen, a valóságnak megfelelően magyarázza, hanem csak olyan feltételeket állít fel, amelyek teljesülése esetében a kívánt reakció valószínűleg végbe is megy. Ez természetes, hiszen még a nem szonokatalízis esetében is csak »az anyaggyűjtés állapotában vagyunk s nem vagyunk abban a helyzetben, hogy átfogó elméleteket állítsunk fel« (10).

A kondenzáló felület üvegből volt, amely mint szilikát szilíciumoxidokat tartalmaz s így oxid-

katalizátornak tekinthető. Ezzel szemben két ellenvetés merülhet fel. Egyrészt az üveg túl-hűtött folyadék lévén, nem rendelkezik egyöntetű kristályos szerkezettel, másrészt pedig a szilícium-oxidokon a hidrogén aktivált adszorpciója alacsony hőmérsékleten jelentéktelen. Az első ellenvetés azonban kiküszöbölődik, ha figyelembe vesszük, hogy az üvegben hosszú kristályosodási folyamat megy végbe s így a felületén kristályos gócok képződnek. Sőt ez a tény a mi esetünkben esetleg még előnyt is jelenthet, mivel Taylor szerint »egy anyag, mely be nem fejezett kristályos szerkezettel rendelkezik, különösen aktív katalizátor« (11). Valószínűleg ezt a feltevést támasztja alá az a tény, hogy a friss üvegből készült kondenzálófelület nem bizonyult olyan hatékonynak. A másik ellenvetésre munkahipotézisünk második részének ismertetésénél fogunk kitérni.

Ismeretes, hogy a kiindulási anyagoknak a katalizátor felületébe való jutása — mely elég lassú folyamat — lényegében konvekciós áramlás segítette diffúzió. Ha már most a reakciótermékek nem tudnak elég gyorsan távozni, felhalmozódnak, kizorítják a kiindulási anyagot, sőt a katalizátort is dezaktiválhatják, ill. megmérgezzhetik. Az intenzív akusztikus sugárzás azonban a diffúziós folyamatokat és konvekciós áramlásokat elősegítő hatása következtében a katalizátor felületét »szabadon« tudja tartani.

Az előbb már említettük, hogy a hidrogén aktivált abszorpciója a szilíciumoxidokon alacsony hőmérsékleten jelentéktelen. Hogy ez mégis bekövetkezhet, azt az intenzív akusztikus sugárzás specifikus hatásának tulajdoníthatjuk. Ezen hipotézis felállításához Fanonak katalizátorok hatásmechanizmusáról szóló, 1947-ben közzétett cikke adta az alapötletet (12).

Tudjuk, hogy a katalizátorok a reakciók részére olyan utat nyithatnak meg, amelyen a reakciónak kisebb aktiválási energiára van szüksége, mint egyébként. Katalizáló hatás léphet azonban fel olyankor is, ha a reakció lefolyásának olyan utat tudunk biztosítani, amelynél a katalizátor entrópiája megnő.

Legyen P a kiinduló anyag, A a reakciótermék, és K a katalizátor. Így a reakció a következőképpen játszódhat le:

I. $P + K \rightarrow PK$ mely folyamat mérsékelt energiacsökkenéssel és nagy entrópiavesztéssel (Δs) jár.

II. $PK \rightarrow AK$ a folyamathoz nagy aktiválási energia (E) szükséges, de az előbb elvesztett entrópia visszanyerődik.

III. $AK \rightarrow A + K$ pedig mérsékelt energiafelvétellel jár.

Ha már most az entrópiavesztés (Δs) egyenlő $E/2T$ -vel, úgy az I. és II. részfolyamat sebessége, lévén

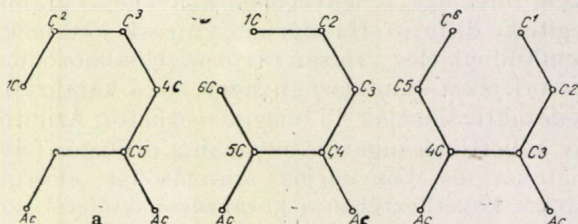
$$e^{-\frac{\Delta s}{R}} = e^{-\frac{E}{2RT}}$$

továbbá

$\frac{4s}{R} - \frac{E}{RT} = \frac{-E}{2RT}$ -vel arányos, még mindig meglehetősen alacsony, de már lényegesen nagyobb, mint a nem katalizálté.

A katalizátor felületén ebben az esetben ellentétben Taylorral — nem a kiemelkedő részek, hanem éppen az ezek között levő mélyedések szerepelnek, aktív centrumokként azáltal, hogy az akusztikus sugárzás megfelelő helyzetbe hozza őket. Ilyenkor aztán a szabad rotálási lehetőség nagymértékben csökken, ami entrópiavesztéssel jár. Ennek mértéke $R \log (\Phi kT/h^2)$ nagyságrendben van, ahol Φ az aktív góc tömegének és a kirezgés négyzetének szorzata, a többi pedig a szokásos jelölés. Amennyiben feltevésünk helyes, intenzív akusztikus sugárzás esetében ez az entrópia-változás a szabad energiát 10^3 – 10^4 Cal. nagyságrendben változtathatja meg.

Ez a kedvező megfelelő helyzet azonban — a frekvenciától függően — rövidebb-hosszabb



4. ábra. Gyűrűzáródási lehetőségek 6 C atom esetében

ideig tart. Ha már most az aktivált centrum (üreg) adszorpciója elég erős, illetve a kötések lazítottak, az ellentétes kirezgések alkalmával kötőszakadásra is kerülhet sor.

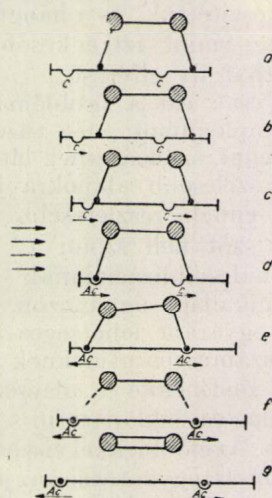
Mielőtt a most ismertetett munkahipotézisünket az akusztikus dehidrociklizációra a továbbiakban is alkalmaznánk, fel szeretném hívni a figyelmet arra, hogy ebben az esetben a parafin adszorpciója ugyanúgy mint az oxidkatalizátoroknál két ponton történik. Így erre az esetre is vonatkozik Rideal (13) megállapítása, miszerint — ez a 4. ábrából is kitűnik — csak egy olyan adszorpciós lehetőség van (4/a), amely mellett a gyűrűzáródás bekövetkezhet. Ilyen adszorpció létrejöttének valószínűsége pedig kiszámítható, és nyilvánvalóan az átalakulás sebességével arányos. Az így számított értékek az oxid katalizátorral magas hőfokon kapott adatokkal jól megegyeznek, míg az akusztikus dehidrociklizáció alkalmával ezen értékeknek kb. csak $1/3$ -a adódott. (I. táblázat.)

1. táblázat

	Számított %	Oxid katalizátorral %	Akusztikusan %
n. hexán	23	20	8
n. heptán	35	36	—
n. oktán	42	46	—
n. nonán	48	58	—

Már az oktánszámvizsgálatoknál is láthattuk, de a hexánnal végzett egyéb kísérletekből is kitűnik, hogy az intenzív akusztikus sugárzás hatására a dehidrociklizáció csak akkor léphet fel, ha az intenzív akusztikus sugárzás a kondenzáció alkalmával keletkező határrétegre tud hatni. Ennek egyik oka abban keresendő, hogy míg a parafinek folyékony állapotban többé-kevésbé zezugos lefutásúak, addig gőz halmazállapotban szoros gomolyagot képeznek (14). Kondenzáció alkalmával tehát az egyik konfigurációból a másikba kell átmenniük, s ha éppen ilyenkor éri az intenzív akusztikus sugárzás katalizáló hatása, aránylag könnyebben bekövetkezhet a dehidrociklizáció. Ezt a feltevést látszik igazolni Rittmann (15) megfigyelése, mely szerint magasabb hőmérsékleten és közepes nyomáson parafinolajok krakkolása alkalmával 8% aromás származék is keletkezhet.

Hipotézisünk értelmében tehát az intenzív akusztikus sugárzás hatására a dehidrociklizáció — mint ahogyan azt az 5. ábra is szemlélteti — valószínűleg a következőképpen játszódhat le.



5. ábra. Intenzív akusztikus sugárzás hatására bekövetkező dehidrociklizáció mechanizmusának vázlata

A vízzel hűtött kb. 12–13 C fokú reakciótér falához hozzácsapódnak a gőzfázisban szoros gomolyagot képező parafinmolekulák (a).

Az intenzív akusztikus sugárzás hatására az üveggel rezgést végez, és a rezgő üveg felületén levő egyik aktív centrumba (üreg) a molekula egyik hidrogénje adszorbeálódik (b, c, d).

A rezgés következtében az aktív centrumok olyan helyzetbe kerülhetnek, hogy a molekula másik hidrogénje is aktív adszorbeálódhat (e).

Ez azonban csak rövid ideig tarthat, mert az aktív centrumok az ellentétes kirezgés következtében el kell, hogy távolodjanak, s így — ha az aktív adszorpció elég erős volt, illetve a kötések eléggé lazítottak, a C–H kötés elszakad (f).

Ez többször megismétlődve, az olefinállapoton keresztül gyűrűzáródásra is vezethet, hasonlóan az oxid katalizátorok esetében történő folyamatokhoz (g).

Mind az aktív centrumok eltalálását, mind pedig a $C-H$ kötés elszakításának valószínűségét növelik azok a körülmények is, amelyekről Tarnóczy az előző előadásában már részletesen beszámolt.

Ezzel kapcsolatban szükségesnek tartom megemlíteni, hogy a folyékony fázisban olefinkötést kimutatni nem sikerült, a gázok analizisét viszont technikai okokból nem tudtuk elvégezni.

Összefoglalásként megállapíthatjuk, hogy hipotézisünk alapján az akusztikus dehidrociklizáció lehetősége fennáll, mielőtt azonban ezen a téren a végső szót kimondanánk, még számos és hosszadalmas kísérletre van szükség, amelyek a KFKI Akusztikai és Ultrahangkutató Csoportjának munkatervében szerepelnek is.

ifj. Greguss Pál

Központi Fizikai Kutató Intézet

IRODALOM

1. B. L. Moldavszki—Kamuser: C. R. Acad. Sci. U. S. S. R. 1. (1936) 355.
2. B. A. Kazanskij: A. F. Plate: Ber. dtsch. chem. Ges. 69. (1936) 1862.
3. A. V. Grosse, J. C. Morell: U. S. P. 2, 124. 566 (1936).
4. Vándor J.: Magy. Kémiai Folyóirat 56. (1950) 327.
5. Varga J.: Magy. Kém. Folyóirat 57. (1951) 33.
6. Varga J.: Magy. Kém. Folyóirat 58. (1952) 87.
7. Chim. Ind. 66 (1951) 429.
8. Bohlmann: Ang. Chem. 63. (1951) 486.
9. D. Asbach: Techn. Mitt. Krupp 1. (1940) 12.
10. G. Rienäcker: Magy. Vegyészkongr. 1951. nov.
16. Magy. Kémiai F. 58. (1952) 75.
11. H. S. Taylor: J. Physic. Chem. 30. (1926) 145.
12. U. Fano: J. Chem. Phys. 15. (1947) 845.
13. E. F. Herrington, E. K. Rideal: Proc. R. Soc. 184. (1945) 434.
14. J. C. Mc. Coubre, I. N. Mc. Crea: A. R. Ubbelohde: J. Chem. Soc. (1951) 1961.
15. Rittmann: Ind. Eng. Chem. 8. (1916) 350.

Polidiszperzitás és szolvatáció befolyása zselatinos ezüstklorid szuszpenziók zavarosságára

Számos, fontos vizsgálati módszer ismeretes a fotográfiai iparban, mely a zselatinos ezüstklorid szuszpenziók fényszórásán, illetve zavarosságán alapszik. Aránylag kevés dolgozat foglalkozott ezekben a szuszpenziókban levő kolloid ezüstháloid részecskék nagysága és fényszórása közötti összefüggéssel. Az olyan részecskéket tartalmazó szuszpenziók zavarosságát, melyeknek nagysága az alkalmazott fény hullámhosszával kommenzurábilis, elméletileg Mie (1) szerint vizsgálhatjuk. A Mie elméletből vezethető le a következő összefüggés gömbalakú részecskék esetére, mely szerint:

$$\tau = Er^2\pi n \quad 1.$$

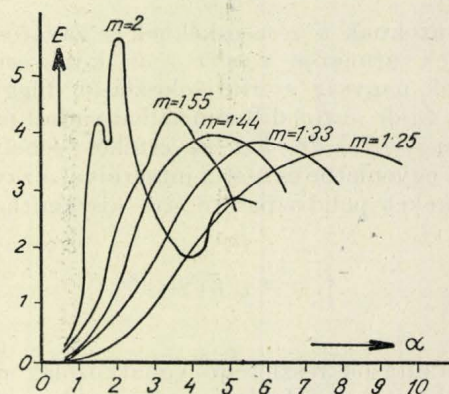
ahol τ az abszolút zavarosság reciproka cm-ben, r a gömbalakú részecskék sugara cm-ben, n a részecskék száma a szuszpenzió 1 cm³-ében. E egy fontos dimenzió nélküli szám, a szórás koefficiens (efficiency, scattering area coefficient) (2). Az E értéke csupán a részecskék sugarának és az alkalmazott fény hullámhosszának hányadosától, valamint a részecskéknek a közegre vonatkoztatott relatív törésmutatójától (m) függ. Az előbbi hányadost $\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda'}$ alakban szoktuk meg-

adni, ahol λ' a használt fény hullámhossza a közegben. A három mennyiség (E , α , m) összefüggését fehér szolok esetére az 1. ábra mutatja (3).

Az E értékét kísérleti úton is meghatározhatjuk fotométeres transzmisszió méréssel a következő képlet alapján (4):

$$E = 3 \cdot 07 \frac{rs}{cl} \log \frac{I_0}{I} \quad 2.$$

ahol s és c a kolloid részecskék sűrűsége és koncentrációja g/cm-ben, l a kolloid rendszer rétegvastagsága, melyen a fény áthalad, r a részecskék sugara cm-ben, míg I_0 , illetve I a belépő, illetve a kilépő fény intenzitása.



1. ábra

A részecskék sugarát valamilyen abszolút módszerrel (ultramikroszkópia, elektronmikroszkópia stb.) kell meghatározni.

Az elméleti és kísérleti E értékek között legtöbb esetben csak nagyságrendi egyezés várható. Az eltérések főleg négy tényezőre vezethetők vissza. Ezek 1. a polidiszperzitás, 2. szolvatáció, 3. valódi fényabszorpció és 4. a gömbalaktól való eltérés.

Az utóbbi kettő szerepe a vizsgált kísérleti körülmények között elhanyagolható, így jelen

tanulmány során csupán az előző két tényezővel fogunk röviden foglalkozni. (Részletekre vonatkozólag lásd a szerző jelenleg nyomás alatt levő több tanulmányát, mely az irodalmi idézetekben van összefoglalva.)

Polidiszperzitás alatt értjük azon állapotot, mikor a szuszpenziókban levő részecskék különböző nagyságúak, tehát a részecskéknél csak egy átlagos méretéről beszélhetünk. Az elméleti számítások (1) egy tökéletesen monodiszperz szuszpenzióra vonatkoznak, valójában azonban a részecskéknél mindig egy nagyság szerinti eloszlásával kell számolnunk. A szemcse eloszlást jó közelítéssel analitikai függvényekkel írhatjuk le.

A szemcsék nagyság szerinti eloszlásának a befolyását a gömbalakú részecskék fényszórására eddig csak Van de Hulst (3) tanulmányozta egy csillagászati probléma kapcsán. Az ő vizsgálatai azonban speciális esetre vonatkoznak s az általa tanulmányozott eloszlások alárendelt jelentőségűek. A kolloid részecskéknél előforduló három legfontosabb eloszlástípusra (Gauss-féle, lognormál és exponenciális eloszlás) ilyen számításokat még nem végeztek. A továbbiakban egy egyszerű számítás módot ismertetek, melynek segítségével a polidiszperzitás befolyása fehér szolok zavarosságára elméleti úton tanulmányozható. A számítások szolvatálatlan részecskékre vonatkoznak.

Ha a részecskék higitása megfelelően nagy s a részecskék egymástól függetleneknek tekinthetők, akkor az 1. egyenletet differenciál alakban írhatjuk fel:

$$d\tau = Er^2\pi dn \quad 3.$$

ahol $d\tau$ azoknak a részecskéknél a zavarossága, melyeknek átmérője r és $r + dr$ közé esik. A részecskék nagyság szerinti eloszlásán függvénytanilag a $dn/dr = f(r)$ differenciálhányadost értjük. Innen $dn = f(r) \cdot dr$. Ezt az értéket behelyettesítve a 3. egyenletbe és utána integrálva, a zavarosság értékeket polidiszperz esetre kiszámíthatjuk. Ugyanis:

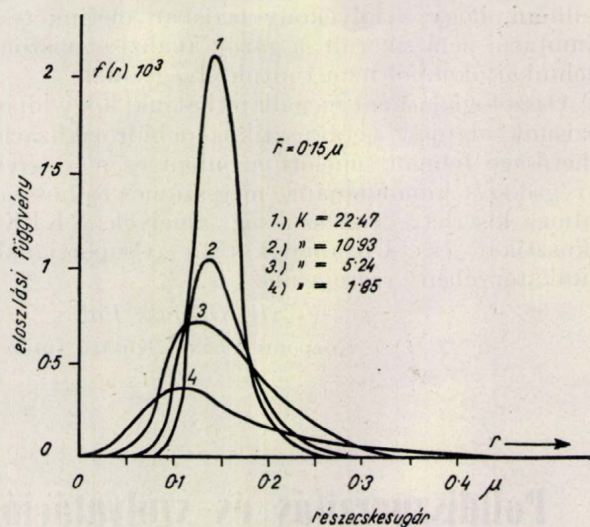
$$\tau = \pi \int_0^{\infty} Er^2 f(r) dr \quad 4.$$

A számítások részleteire vonatkozólag utalok egy korábbi (4) és jelenleg sajtó alatt levő dolgozatra (5). Itt csupán a számítások vázlatát egy konkrét példa nyomán lognormál eloszlásra kívánom ismertetni. Az eloszlási függvény alakja ekkor:

$$f(r) = Ce^{-K \left[\ln \frac{r}{a} \right]^2} \quad 5.$$

ahol a a leggyakrabban előforduló részecske sugár, C az ehhez tartozó ordináta érték (az eloszlási függvény maximum értéke), K egy állandó, melynek értéke a polidiszperzitás mértékének tekinthető. $K = \infty$ határérték felel meg a monodiszperz szuszpenzióknak, míg K értéke minél kisebb, az eloszlás annál polidiszperzebb. Azonos

átlagos szemcse sugarú ($\bar{r} = 0,15\mu$), de különböző polidiszperzitású szemcseeloszlások láthatók egy konkrét esetre (v'zes ezüstklorid szuszpenzió, $m = 1,55$, $s = 5,5$ g/ccm, $c = 9 \cdot 53,10^{-6}$ g/ccm) a 2. ábrán. Ezeket az egyes eloszlásokra jellemző



2. ábra

értékeket a következő két összefüggésből konstruálhatjuk meg:

$$\bar{r} = \frac{\int_0^{\infty} r f(r) dr}{\int_0^{\infty} f(r) dr} \quad 6a$$

ahol \bar{r} az átlagos szemcse sugár.

$$\int_0^{\infty} v \cdot dn = \frac{c}{s} \quad 6b$$

c és s jelentése ugyanaz, mint a 3. egyenletben, a v pedig egy részecske térfogata. Ez utóbbi egyenletből a maximumordináta számítható ki.

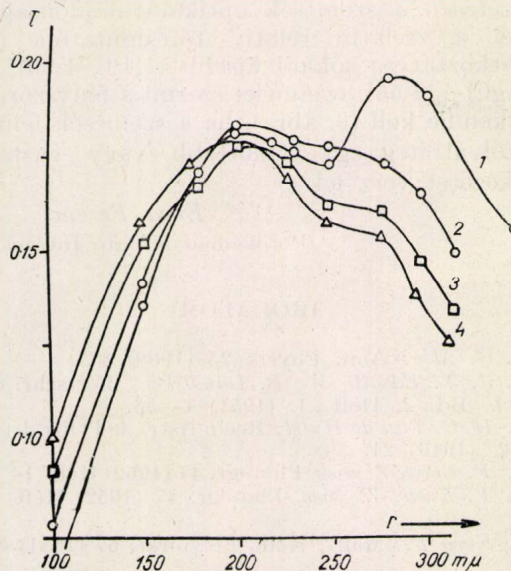
A 4, 5 valamint a 6a és b egyenletekből polidiszperz szemcseeloszlások esetére a következő képletet nyerjük:

$$\tau = \frac{3c \int_0^{\infty} Er^2 e^{-K \left[\ln \frac{r}{a} \right]^2} \cdot dr}{4s \int_0^{\infty} r^3 e^{-K \left[\ln \frac{r}{a} \right]^2} \cdot dr} \quad 7.$$

A számlálóban álló integrál az E és r összefüggésének ismeretében (lásd 1. ábra) grafikusán, míg a nevezőben álló integrál zárt alakban oldható meg.

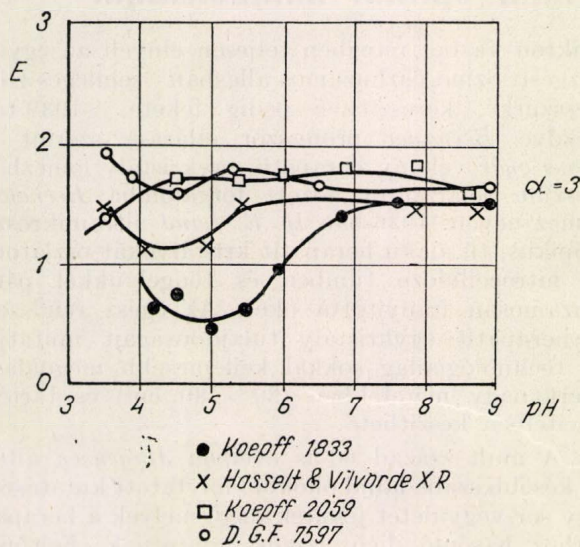
A polidiszperzitás befolyását a zavarosság részecske sugár összefüggésre mutatja a 3. ábra. A polidiszperzitás hatása meglehetősen bonyolult.

Elsősorban abban nyilvánul meg, hogy a monodiszperz $\tau - r$ görbéken mutatkozó fluktuációkat kiegyenlíteni igyekszik. Növekvő polidiszperzitással a τ_{max} értékek csökkennek s a $\tau - r$ görbék eredeti alakja, mely eredetileg a csillapított rezgéseknek felel meg, kisimulni igyekszik s közeledik a telítési görbe alakjához.



3. ábra

A továbbiakban egy effektust ismertetek, mely feltehetőleg az ezüstklorid szemcséket körülvevő zselatin szolvát réteg viselkedésére vezethető vissza. A vizsgálatokhoz különböző zselatinokkal



4. ábra

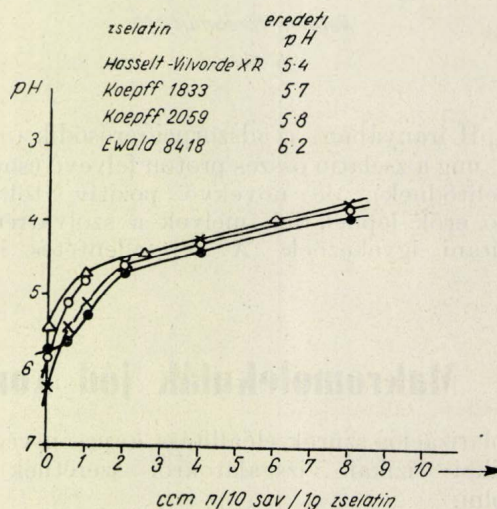
készült, különböző diszperzitásfokú ezüstklorid szuszpenziókat állítottam elő. Részletekre vonatkozólag utalok korábbi vizsgálataimra (6, 7, 8).

A nefelometriás vizsgálatokhoz az eredeti szuszpenziókból vett hígított mintákat használ-

tam (200-szoros hígítás), melyeknek AgCl koncentrációja $9 \cdot 53 \cdot 10^{-6}$ g/cem, zselatin koncentrációja pedig 0,005% volt. Az eredeti szuszpenziók különböző pH értékeknél készültek. Egyes zselatinok alkalmazása esetén a szuszpenziók fényszórásának erős pH függése volt megfigyelhető. Erre mutat példát a 4. ábra, ahol a szórási együttható kísérleti úton meghatározott értékeit látjuk $\alpha = 3$ esetén (ez $\lambda_0 = 550$ mμ esetén kb 200 mμ sugarú gömbnek felel meg) a pH függvényében.

Az E értékeket a 2. egyenlet alapján számítottam ki. Az I_0/I viszonyt König-Martens spektrálfotométerrel transzmisszió mérés útján határoztam meg, míg a részecskék sugarát -r-, ultramikroszkópos szemcseszámolással. Az AgCl részecskék sűrűsége és koncentrációja (1. előbb), valamint a réteg vastagság (küvetthossz = 25 cm) ismeretes volt.

A 4. ábra szerint savas pH értékek felé haladva a részecskék fényszórásának csökkenése figyelhető



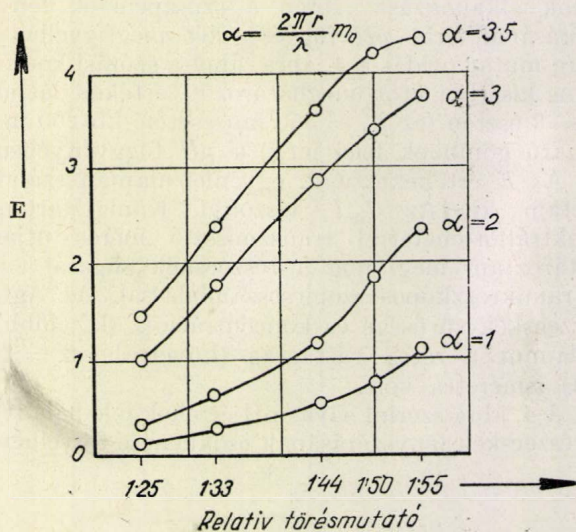
5. ábra

meg, mely egyes zselatinoknál az izoelektromos pont (pH = 4,7–5,2) közelében minimumon megy át.

A jelenségre vonatkozólag a következő feltevésekkel élhetünk. Az ezüstklorid részecskéket körülvevő zselatin szolvátréteg elasztikus, vagyis a szemcséket különböző tömötséggel tudja körülvenni. Savas irányban a zselatin szolvátréteg adszorpciója a poláris AgCl kristályok felületére erősödik a zselatin pozitív töltésű, ionosodó csoportjain és az AgCl kristály negatív töltésű halogén ionjain keresztül. A pozitív töltésű csoportok kialakulását mutatja az erős puffer hatás, melyet a zselatin éppen a kritikus pH értékektől (kb pH = 5-től lefelé) kezdve mutat. A zselatinok vizes oldatainak savas titrálásával ez könnyen kimutatható (5. ábra).

A neutrális ponttól (pH = 7) az izoelektromos pont felé haladva a zselatin makromolekula (negatív) töltése csökken s így a szolvátréteg a

csökkenő elektromos taszítóerők következtében egyre jobban össze tud húzódní. Az izoelektromos ponton a taszítóhatás minimum. Ezen túl (csök-



6. ábra

kenő pH irányában) az adszorpció erősödik (mindaddig, míg a zselatin összes proton felvevő csoportjai telítődnek), de növekvő pozitív töltéssel taszító erők lépnek fel, melyek a szolvátréteget fellazítani igyekeznek. A két ellentétes hatás

minimumot eredményez. Az elektrosztatikus hatás mellett a jelenség létrehozásában a zselatin makromolekula szerikus felépítésének is fontos szerepe van. Ez az oka annak, hogy egyes zselatinoknál a jelenség csak kevésbé, másoknál pedig erősen mutatkozik. (Részletesen lásd 5.)

Fenti jelenségnek megfelelően változnak természetesen a szemcsék optikai tulajdonságai is. Mivel a zselatin relatív törésmutatója (vízre vonatkoztatva) sokkal kisebb (1,19–1,20), mint az AgCl-é (1,55), az elmélet szerint a fényszórásnak csökkennie kell (6. ábra), ha a szemcsék felületén a szolvátréteg egy tömöttebb vagy vastagabb szerkezetet vesz fel.

Evva Ferenc

Fotokémiai Kutató Intézet, Vác

IRODALOM

1. G. Mie: Ann. Physik 25 (1908) 377.
2. J. T. Edsall—W. B. Dandliker Fortschr. chem., Forsch. Bd. 2, Heft 1. (1951) 1—56.
3. H. C. Van de Hulst: Rech. Astr. de l'Obs. Utrecht, XI. 2. (1949) 21.
4. F. Evva: Z. wiss. Photogr. 47 (1952) Heft 1—3, 39.
5. F. Evva: Z. wiss. Photogr. 47 (1952) Heft 7—9, 1945
6. Evva F.: Magy. Kém. Folyóirat, 57 (1951) No. 5. 144.
7. Evva F.: Magy. Kém. Folyóirat, 57 (1951) No. 11. 336.
8. F. Evva: Z. wiss. Photogr. 47 (1952) Heft 4—6, 84.

Makromolekulák jódkomplexeinek optikai tulajdonságai

Polarizációs szűrők előállítására kapcsán végzett technikai fizikai vizsgálatokról szeretnék beszámolni.

Ismeretes, hogy poláros fény előállítása kettősen törő anyagok segítségével történik. A nem kívánt sugarat ilyenkor a kettősen törő kristályból készült prizma megfelelő geometriai kiképzésével a látómezőből kiirányítjuk (Nicol). Lapszerű polarizátorok készítése szempontjából a dichroizmus jelenségét használhatjuk fel a nem kívánt komponens eltávolítására. Dichroitikusnak nevezünk oly kettősen törő anyagokat, melyek a rájuk eső fényt két egymásra merőleges síkban polározzák és az így keletkezett két rezgés közül az egyiket jobban nyelik el. Ha az egymásra merőlegesen poláros két rezgés közül az egyik elnyelése a látható színek tartományban jelentősen nagyobb, mint a másik rezgése, az anyag gyakorlatilag is polarizátorként használható. Legismertebb ilyen anyag a turmalin, mely azonban zöld színe és csekély dichroizmusa miatt gyakorlati célokra kevésbé megfelelő.

Más a helyzet a Herapath angol orvos által 1852-ben felfedezett vegyületnél, a herapatitnál, mely összetételére nézve jódkininszulfát. A herapatit dichroizmusa oly erős, hogy néhány tized

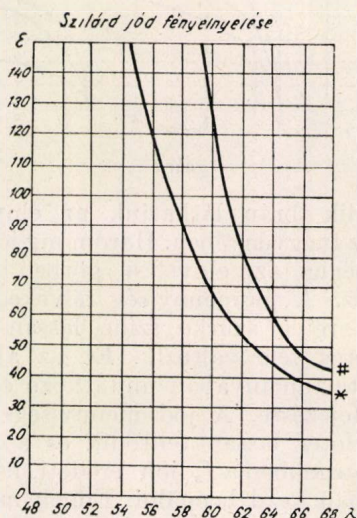
mikron vastag rétegben teljesen elnyeli az egyik rezgést. Színe párhuzamos állásban semleges zöldesszürke, keresztezve pedig fekete. 1930-tól kezdve Bernauer professzor eljárása szerint a Zeiss gyár vékony herapatit egykristály lemezből készült polárszűrőt hozott forgalomba Bernotar lemez néven. 1936-ban H. E. Land ultramikroszkópikus, tű alakú herapatit kristályokat oszlatott el nitrocelluloze filmben és tengelyükkel párhuzamosan irányította őket. Az egész rendszer a herapatit egykristály tulajdonságait mutatja és technológiailag sokkal kellemesebb megoldás, mert nagy méretekben (30 × 30 cm) és tartós kivitelben készíthető.

A múlt század 60-as éveiben Jörgensen által és később szabadalmi okokból folytatott kutatások egy sor vegyületet jelöltek meg, melyek a herapatit-hoz hasonló dichroizmust mutatnak. Feltűnő módon valamennyien tartalmaznak jódot. Általában nitrogéntartalmú heterociklikusok (alkaloidák és egyszerűbb azol származékok) jódvegyületei, de vannak közöttük szervesetlen vegyületek is (Klórpentaminokobaltszulfát-trijodid).

Ettől függetlenül H. Ambrohn német botanikus 1888-ban növényi rostokból készült metszetek mikroszkópiai festése közben felfedezte, hogy

makromolekulák (ez esetben cellulóze) felületén adszorbeálódott elemek (*Bi*, *Ag*, *Pt*, stb.), de különösen a jódtól erős dichroizmust mutatnak. *Ambrohn* megfigyeléseit *H. E. Land* 1939-ben polivinil származékokra és *E. Käsemann* ugyancsak 1939-ben regenerált cellulózra terjesztette ki, s gyakorlati polarizációs szűrők szempontjából is értékesítette.

A felsorolt legkülönbözőbb jódtörpevek dichroitikus tulajdonságait egybevetve világos, hogy az optikai hatás hordozója bennük a jód. Az említett termékeket két komponensből összetetteknek gondolhatjuk. Az egyik komponens kémiaiailag a legkülönbözőbb felépítésű lehet, de

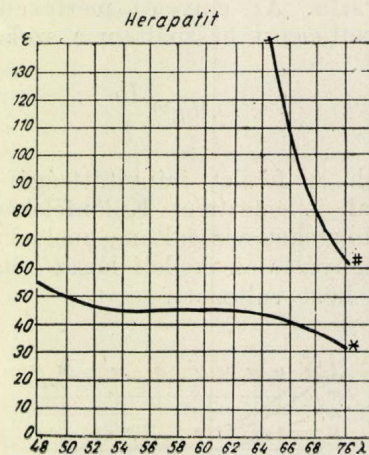


1. ábra

minden esetben optikailag anizotróp, kettősen törő vegyület, mely irányítottan egymásra nőtt mikrokristályokból, vagy kötegszerűen irányított fonalas makromolekulákból áll. A másik komponens a jódnak valamilyen módosulata, mely a dichroizmus hordozója. Már régóta ismeretes különben, hogy a jód könnyen adszorbeálódik makromolekulák, vagy asszociációs kolloidok felületére és velük bizonytalan összetételű adszorpciós komplexet képez. Ilyen anyagok: keményítő, lantán és praseodym acetát, amilóze, agar-agar, dextrin, glycogén, inulin, stb. A komplexek keletkezése nem tisztázott kérdés, de minden esetben J^- ion jelenlétéhez van kötve. Valószínű, hogy $Me^+ - J_2 \cdot J^-$ ionokból álló polijodid adszorbeálódik a rostokon, vagy mikrokristályokon (Me^+ egyértékű fémiont jelent).

Polarizációs szűrők gyakorlata szempontjából lényeges az a megfigyelés, hogy szilárd jód egy mikron körüli rétegei feltűnő dichroizmust mutatnak. Az első ábrán látható szilárd jód fényelnyelése a látható színek tartományában természetes fény-

ben* és a jódkristályok optikai tengelyére merőleges poláros fényben $\frac{\pi}{2}$. Merőlegesen poláros fényben feltűnően nagyobb fényelnyelést mutatkozik, bár a jódkristályok tökéletes irányítottsága valószínűleg nem volt megvalósítva. Ezen az alapon *Bobisz*, valamint *Godina* és *Fejerman* szovjet kutatók a polarizációs szűrők szerkezetét a következőképpen vázolták (1950): A jódtartalmú, erős dichroizmust mutató anyagok felépítésükben adszorpciós polijodidoknak tekinthetők, nem pedig stöchiometriai összetételű vegyületeknek. Szerkezetüket illetően oly koloid diszperzrendszer (fonalmolekulák, vagy mikrokristályok), melyeknél a részecskék anizotróp felépítésűek. Ennek következtében optikailag kettős törők és felületükön is anizotrop erőterek uralkodnak. A jódmolekulák ilyen felületekre irányítottan adszorbeálódnak. A felületi erők, valamint a jódmolekulák dipól jellege következtében beálló kölcsönös polarizáció hatására elnyelési színeképük a rövid hullám-



2. ábra

hosszak felé tolódik el. A polijodid ion sárgászöld színe helyett az adszorbeált jódréteg közel semleges szürkés színűvé válik. Jól látni ezt a második ábrán a herapatit fényelnyelési görbéjén. Mivel az így kialakult adszorpciós rétegben a jódmolekulák egy irányba vannak orientálva, az egész makroszkópikus rendszer is jellegzetes dichroizmust mutat. Ezek a megfontolások rámutatnak arra is, hogy *de Boer*-nak az eidhoveni *Phillips* laboratóriumában a jód polimolekuláris adszorpciójára vonatkozó klasszikus vizsgálatainak alapul elképzeléseit oly értelemben kell módosítani, hogy a dipólok a felülettel párhuzamosan és a rostok irányában helyezkednek el. Ilyen esetben eshet csupán egybe a fényvektor iránya a J_2 molekula rezgési tengelyével, hogy abszorpció jöjhessen létre.

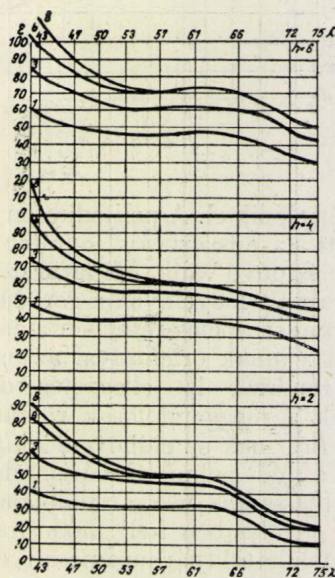
Ezen megfontolásokat az említett szerzők chininbiszulfát, polivinilalkohol és keményítő jóddal kezelt vizes szőljain végzett vizsgálataik alapján vezették le. Célszerűnek látszott azonban, különösen technikai szempontból ezen kísérleteket

makroszkópikus nagyságú, anizotróp felületeken is elvégezni.

Láncmolekuláris szintetikus polimérből pl. polivinilalkoholból fóliát készítettem. A fóliát egyirányú mechanikai deformálásnak, húzásnak vetettem alá. A húzás következtében a láncmolekulák egymással párhuzamos irányban rendeződtek és jelentős kettős törés lépett fel. Szukcesszíve jódot adszorbeáltattam ezután a felületre és tekintettem a fényelnyelési viszonyokat. A fényelnyelési görbe felvétele Zeiss–Pulfrich fotométerrel történt. Kíváncos lett volna a méréseket a látható hullámhosszak kétoldalán is kiterjeszteni, de erre egyrészt nem állt műszer rendelkezésre, másrészt technikai szempontból csak a látható hullámhosszak bírnak érdekességgel. A fotométer szűrősorozata nem teszi lehetővé teljesen monochrom fény használatát, erre azonban az abszorpciós görbe lassú változásai miatt nem is volt szükség. König–Martens féle polarizációs spektrál fotométer használatát a vizsgálandó anyag kettősen törése zavarta. Az elnyelés mértékéül az extinkciós koefficientet használtam a szokásos

$$\varepsilon = \log_{10} \frac{I_0}{I}$$

definícióval. A felület irányítottságát a húzás nagyságával jellemeztem. Különbőféleképpen irányított felületeket vizsgáltam, melyeknél húzás után a megnyúlás az eredeti hossz kétszerese és hatszorosa közt változott.

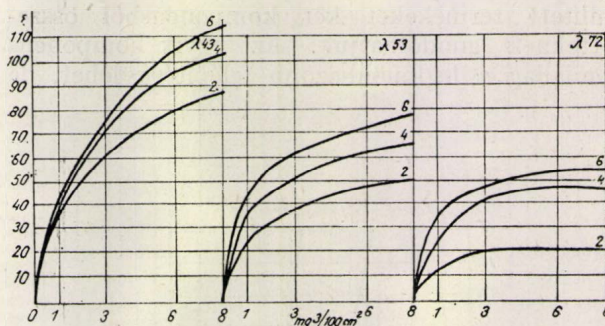


3. ábra

Meg kell jegyezni, hogy kusza, irányítatlan fonalmolekulákból álló felületek a jódot egyáltalában nem kötik meg. Múló színeződés elérhető ugyan, de a jód jelentős tenziója következtében idővel elszublimál. Az irányítatlan felületre vitt jód különben a J_3^- ion színet mutatja, vagyis

barnászvörös. Rendezett felület viszont a jódot erősen köti, nincs elszublimálás, sőt kémiai behatásokkal szemben is (thioszulfát) fokozottabb ellenállás mutatkozik.

Vizsgáltam a spektrális fényelnyelési viszonyokat, a megnyújtás és a jódmennyiség függvényében. Ez négy változót jelent, hullámhossz, extinkció, nyújtás és adszorbeált jódmennyiség. A mérések eredményeit a következő grafikonok szemléltetik.



4. ábra

A harmadik ábrán láthatjuk az elnyeletést a hullámhossz függvényében. Három mg jódot/100 cm² jódmennyiségig az elnyelési görbe hasonló a herapatitához. A jódmennyiség növekedésével az adszorpciós réteg szürke színe lassan a barna, majd a vörös felé változik. Ez az abszorpciós görbe kék tartományában mutatkozó emelkedésben jut kifejezésre. A jód mennyiségét növelve a felületi előtér lassan telítődik és a külső adszorpciós rétegekben a J_3^- ion eredeti, nem polarizált alakjában kezd beépülni. Ennek megfelelően a fényelnyelés csupán a kék színekben mutat emelkedést. A réteg gyakorlati szempontból 3 mg/100 cm² jódmennyiség esetén még tűrhető szürke tónust mutat. Jellemző, hogy a J_3^- ion fellépése az adszorpciós rétegben annál magasabb jódkoncentrációnál indul meg, minél erősebb erőter alakult ki a húzás következtében a láncmolekulák felületén.

Még kifejezettebben látjuk ezt a negyedik ábrán, mely az extinkciót tünteti fel a jódmennyiség függvényében, különböző hullámhosszak és húzások mellett. A Beer-féle törvény természetesen nem érvényes, hiszen a felületi erő k mélyreható változásokat okoznak a fényelnyelő jódmolekulák állapotában. 720 mμ hullámhosszúságú vörös fényben 3 mg jódot/100 cm² felületi jódkoncentráció után további jódmennyiség már nem növeli az extinkciót. 530 mμ-nál ez a telítődés 6 mg/100 cm² jódkoncentráció felett kezdődik. 430 mμ-hullámhosszúságú kékfényben pedig az extinkció a jódmennyiség növelésével nem mutat telítődést. Ezek az adatok bizonyítják, hogy az adszorpciós réteg külső részének felépítésében már csak a kék színben elnyelő J_3^- molekulák vesznek részt. Különböző húzások mellett a magasabb irányítottaságú felület tartja meg tovább a technikailag szükséges semleges szürke szintet.

Összefoglalva ezen spektrofotometriai mérések jellemzően mutatják az irányított makromolekulákból álló felületen kialakult adszorpciós polijodid komplexekből álló rétegek felépülését és szerkezetét. Ezzel jelentős mértékben alátámasztják *Godina* és *Fejerman* meggondolásait. További jelentősége ezen méréseknek makromolekulákból álló különböző irányítottaságú felületek erőire és a polimolekuláris adszorpció lefolyására vonatkozó félkvantitatív betekintés. A viszonyok részletes tárgyalása további méréseket és a felületi erők, valamint a jódnégyabszorpciós viszonyainak ki-

számítását igényelné. A dolgozat jelentősége technikai szempontból azon optimális viszonyok megállapítása, melyek mellett polár szűrők legkevesebb jóddal, legegyszerűsebb szűrőre festhetők a megfelelő dichroizmus elérése mellett.

Ezen a helyen is szeretnék köszönetet mondani *L. Toldy Enikőnek*, az analitikai munkákban való értékes közreműködéséért és *Kakucsai Etelnek*, a kísérletek lebonyolításában való odaadó segítségéért.

Szimán Oszkár
Optikai Kutató Intézet, Vác

Záróbeszéd

A vándorgyűlés egyik fontos céljával azt tűztük ki, hogy a fizika különböző területein működő kartársak az eddig egymás számára idegen témákon végzett kutatásokat megismerjék és kölcsönösen iniciatívákat merítsenek saját munkájuk folytatásához. Le kell szögezni azt aényt, hogy mivel a vándorgyűlés programja három főtéma körül csoportosul (atomfizika, szilárd testek fizikája és molekula-spektroszkópia) tehát nem lehetett célja, hogy az egész magyar fizikai kutatásról összefüggő képet adjon.

Ha ebből a szempontból vizsgáljuk a vándorgyűlésen elhangzott előadásokat, meg kell állapítanunk, hogy nincs okunk szégyenkezésre. A beszámolók általában magas nivójú tudományos munkáról tettek tanúságot, ezeknek a vándorgyűlésen való előadása pedig élénk vitára és értékes hozzászólásokra adott sok esetben alkalmat. Így pl. Fenyves Ervin előadásával kapcsolatban Szalay Sándor hozzászólása konkrét útmutatást adott a megfelelő közet megválasztására és a műszer elhelyezésére vonatkozólag. Gyulai Zoltán előadásával kapcsolatban Földvári Aladár javasolta a kutatások eredményének egész más területen való felhasználását, felvetette azt a gondolatot, hogy a kristályok nyomás alatt történő változását geológiai manométerként lehetne felhasználni. Tarján Imre előadásában leírt módszereket Szalay Sándor kalcit kristályok növelésére javasolta felhasználni. Ezek a kiragadott példák is mutatják, mennyire hasznos volt a távoli területeken dolgozó fizikusok összegyűjtése.

Az elméleti előadások között különösen nagy-jelentőségű volt Infeld előadása, amelyben kristálytiszttán tárultak elénk az elektromágneses tér-elmélet és az elméleti elektrodinamika kérdései. Az eddig elért eredmények ismertetésén kívül elméleti fizikusaink számára igen érdekes volt az a perspektíva, amelyet Infeld a még megoldásra váró problémák irányában tárt fel.

A vándorgyűlésnek igen fontos eredménye gyanánt könyvelhetjük el egyes hibák feltárását. Stricker György mutatott rá felszólalásában arra a tényre, hogy egyes fizikusaink kutatásaik során az eszköz készítését és nem az eszközzel végzendő méréseket tüzték ki célul. Hasonló jelenségre már a MTESz első közgyűlésén Vas Zoltán elvtárs mutatott rá, mondván, hogy kutató-intézeteink főleg saját maguk felszerelésével vannak elfoglalva. Ez érthető és szükséges újonnan induló kutató-intézeteknél, vagy egyes helyeken, amidőn didaktikai okokból fontos, hogy a használandó műszert maga az intézet állítsa elő; indokolt akkor is, ha szóbanforgó

műszerből csak egyetlen példány fog készülni. Általánosságban azonban a fizika területén működő kutatóintézetek munkáját igen nagy mértékben megkönnyítené, ha műszereik megtervezése ügyében igénybe vennék a műszeripari és mérés-technikai szakemberek és kutató-intézetek segítségét. A műszeripari kutatók számára abból a szempontból volt hasznos a vándorgyűlésen való részvétel, hogy megismerhették a fizika területén felmerülő problémákat és ezeket új műszerek tervezésénél már figyelembe is tudják majd venni.

További hiba, amely a vándorgyűlésen tárult fel, hogy hasonló témán egymástól függetlenül és egymás eredményeiről nem tudva, több intézetben is folyik kutató munka. Ezen munkák hathatósabb koordinálásának szükségességére éppen a vándorgyűlés derített fényt.

Örvendetes, hogy a vándorgyűlésen az új intézetek — melyek népi demokráciánk alkotásai — már eredményes munkáról számolhatnak be. Például a vándorgyűlés előadójának nagy része az idén már a KFKI-ból került ki, pedig a tavalyi vándorgyűlésen még csak ennek az Intézetnek a megindulásáról hangzott el beszámoló. Az egyetemi intézetek az Optikai Központi Kutatólaboratórium, a Távközlési Kutató Intézet és még számos más intézet munkatársainak beszámolóí alapján szilárd a meggyőződésünk, hogy kormányzatunk eddig soha nem látott támogatása segítségével a magyar fizikusok az eddigieknél nagyobb, szebb és jelentősebb eredményeket fognak hamarosan felmutatni.

Befejezésül kedves kötelességemnek teszek eleget, midőn megköszönöm Pártunknak és kormányzatunknak azt a támogatást, amellyel lehetővé tette, hogy 200 fizikus összejöjjön és 4 napig gondoktól függetlenül foglalkozhassék kizárólag a tudomány haladásának megismerésével. Köszönöm a Magyar Tudományos Akadémiának és az MTESz-nek a támogatását, amellyel a vándorgyűlés zavartalan munkáját elősegítették. Megköszönöm Debrecen városának, a debreceni tudományegyetemnek és különösképpen a Kísérleti Fizikai Intézetnek hathatós segítségét. Az idei vándorgyűlés pozitív eredménye felbátorít bennünket arra, hogy a jövő évben a Magyar Tudományos Akadémia által rendezendő fizikus-kongresszusra felkészüljünk és ide ne csak a hazai kutatókat, hanem a baráti országok tudósait is vendégül hívjuk.

Szigeti György
az Eötvös Loránd Fizikai
Társulat főtítkára

TARTALOMJEGYZÉK

Atommagfizika

Bozóky László: Újabb gamma-sugár védelmi berendezésekről	86
Tari László: Hordozható radioaktív sugárázsmérő készülék	88
Orbán György: Logaritmikus intenzitás-skála előállítása röntgensugarakra és ennek felhasználása	90
Keszthelyi Lajos: Szcintillációs számláló antracénnel	93
Kertész László—Szalay Sándor—Simonyi Ágnes: Radioaktív izotóppal nyomjelzett intravénásan beadott kolloid sorsának vizsgálata állati szervezetben	96
Szalay Sándor—Fényes Tibor: Egy elektromágneses rendszerű α -sugár spektrométer	98
Cornides István: Energia-homogén ionforrás tömegspektroszkópiái célokra	99
Jánossy Lajos: Egy nemlineáris egyenlet tulajdonságairól	102
Neugebauer Tibor: Az atommagok energianívóinak helyzetéből az erőtvénnyre vonható következtetések	106
Szamosi Géza: Atommag elméletéről	108
Marx György: Atommagok dilatációs rezgései	111
Nagy Károly: Neutron befogásakor felszabaduló energia kiszámítása	113
Nagy János: Al (α , n)P atommagátalakulás gerjesztési függvényének vizsgálata	115
Medveczky László: Al (α , n)P atommagfolyamat neutronjainak energiaeloszlása	117
Fenyves Ervin—Haiman Ottó: Kozmikus sugárzás mérése bányában	119

Szilárd testek szerkezete

Gyulai Zoltán—Morlin Zoltán: Rekrisztallizációs vizsgálatok NaCl pasztillákon	121
Tarján Imre: Vizsgálatok mesterséges kvarckristályok előállításával kapcsolatban	124
Cornides István: Kristálymagképződés elektromos térben	127
Hoffmann Tibor: Adszorpció, felületi állapotok, kontaktusok, szennyeződések	130
Gyulai Zoltán—Szilvási Árpád—Gaál János: Thermoelektromotoros erő nehezen olvadó fém-oxidok között	133
Gombay Lajos—Láng János: Ferroszilíciumból készített kristálydióda és trióda elektromos tulajdonságai	135
Bodó Zoltán: Lumineszkáló porok kvantumhatásfokának kalorimetrikus mérése	138
Neugebauer Tibor: Megjegyzések a ferroelektromos jelenségek elméletéhez	142
Lengyel Béla: Térfogati magnetostriktción alapuló ultrahang-kutatások	147
Gáspár Rezső: Röntgen és nagysebességű elektron-sugarak koherens szóródása atomokon	151
Nagy Elemér: Fluoreszcens jelenségek	153

Molekulafizika

Kovács István: Újabb eljárás a perturbáló molekula-termék állandóinak meghatározására	155
Deézi Irén—Koczkás Edit—Mátrai Tibor: Újabb vizsgálatok a stronciumoxid kék sávjain	156
Pauncz Rezső: Lineárisan kondenzált aromás vegyületek színképe az elliptikus rotátor modell alapján	160
Pauncz Rezső—Berencz Ferenc: Négygyűrűs kondenzált aromás vegyületek diamágneses anizotrópiája	163
Láng László: A kémiai mechanika néhány fontos állandójának meghatározása spektroszkópiái úton	166
Vizesy Mária—Láng László: Diasztereomer párok színképeinek vizsgálata	169
Greguss Pál: Akusztikus dehidroiciklizáció	172
Evva Ferenc: Polidiszperzitás és szolvatáció befolyása zselatinos ezüstklorid szuszpenziók zavarosságára	177
Szimán Oszkár: Makromolekulák jódkomplexeinek optikai tulajdonságai	180
Szigeti György záróbeszéde	184

СОДЕРЖАНИЕ

Физика атомных ядер

Л. Бозоки: О новейших защитных оборудований от действия гамма-лучей	86
Л. Тари: Переносный прибор для измерения радиоактивного излучения	88
Д. Орбан: Создание логарифмической шкалы интенсивности рентгеновских лучей и ее применение	90
Л. Кестхели: Сцинтилляционный счетчик с антраценом	93
Л. Кертес, Ш. Салай и А. Шимоньи: Исследование судьбы внутривенно введенного и меченного радиоактивным изотопом коллоида в организме животных	96
Ш. Салай и Т. Феньеш: Спектрометр электромагнитной системы α -лучей	98
И. Корнидес: Ионный источник гомогенной энергии для целей массовой спектроскопии ..	99
Л. Яноши: О свойствах одного нелинейного уравнения	102
Т. Нейгебауер: Выводы для закона распределения сил из положений уровней энергии атомных ядер	106
Г. Самоши: О теории атомного ядра	108
Д. Маркс: Дилатационные колебания атомных ядер	111
К. Надь: Расчет энергии, освобождающейся при захвате нейтронов	113
Я. Надь: Исследование функции возбуждения ядерного преобразования Al(α , n)P	115
Л. Медвецкий: Распределение энергии нейтронов ядерного процесса Al(α , n)P	117
Э. Феньеш и О. Гайман: Измерение космических лучей в шахте	119

СТРУКТУРА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

З. Дьюлан и З. Морлин: Исследование рекристаллизации на таблетках из NaCl	121
И. Тарьян: Исследования в связи с получением искусственных кристаллов кварца	124
И. Корнидес: Образование центра кристаллизации в электрическом поле	127
Т. А. Гоффман: Адсорбция, поверхностные состояния, контакты, примеси	130
Э. Дьюлан, А. Сильваши и Я. Гаал: Измерение термоэлектродвижущей силы между тугоплавкими окислами металлов	133
Л. Гомбан и Я. Ланг: Кристаллический диод и триод из ферросилиция	135
З. Бодо: Калориметрическое измерение квантового к. п. д. люминесцентных порошков ..	138
Т. Нейгебауер: Примечания к теории ферроэлектрических явлений	142
Б. Лендшел: Ультразвуковые исследования, основывающиеся на объемной магнитострикции ..	147
Р. Гашпар: Рассеяние рентгеновских лучей ..	151
Э. Надь: Флуоресцирующие явления	153

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

И. Ковач: Пертурбирующие термы молекул ..	155
И. Деежи, Э. Коккаш и Т. Матрай: Новейшие исследования синей полосы окислостроения	156
Р. Паунц: Спектр линейно конденсировавшихся ароматических соединений на основе модели эллиптического ротатора	160
Р. Паунц и Ф. Беренц: Диамагнитная анизотропия конденсировавшихся ароматических четырехциклических соединений	163
Л. Ланг: Определение нескольких важных постоянных химической механики спектроскопическим путем	166
М. Визеши и Л. Ланг: Исследование спектров диастереометрических пар	169
П. Грегуш: Акустическая дегидроциклизация ..	172
Ф. Эвва: Влияние полидисперсии и сольватации на помутнение желатинозных суспензий хлорида сера	177
О. Симан: Оптические свойства йодных комплексов макромолекул	180
Д. Сигети: Заключительная речь	184

Ára: 18.— Ft

Előfizetés 1 évre 30.— Ft

Nyomott példány 1600

Akadémiai nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 20592/52 — Felelős vezető: ifj. Puskás Ferenc